ORSAY
N° d'ordre : 2510

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS XI
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Modesto MONTOYA

CONTRIBUTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DYNAMIQUE DU PROCESSUS DE FISSION ; LES FRAGMENTATIONS FROIDES DANS LA FISSION DES ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu INDUITE PAR NEUTRONS THERMIQUES

Soutenue le 9 octobre 1981, devant la Commission d'Examen

Mme	N. MARTY	Président
MM.	M. LEFORT	
	B. LEROUX	
	H. NIFENECKER	Examinateurs
	R. JOLY	
	C. SIGNARBIEUX	

ORSAY
N° d'ordre : 2510

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS XI
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Modesto MONTOYA

CONTRIBUTIONS A L'ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DYNAMIQUE DU PROCESSUS DE FISSION ; LES FRAGMENTATIONS FROIDES DANS LA FISSION DES ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu INDUITE PAR NEUTRONS THERMIQUES

Soutenue le 9 octobre 1981, devant la Commission d'Examen

Mme	N. MARTY	Président
MM.	M. LEFORT	
	B. LEROUX	
	H. NIFENECKER	Examinateurs
	R. JOLY	
	C. SIGNARBIEUX	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

A MON GRAND PERE

"Si un jour tu t'égares dans la nature, profites-en pour la connaître"

KARI, le berger.

AVANT - PROPOS

Ce travail a été rendu possible grâce à la compréhension et au soutien du Département de Physique de l'Universidad Nacional de Ingenieria de Lima, d'une part, et du Département de Physique Nucléaire de Saclay d'autre part. Le premier de ces organismes a autorisé une absence de cinq années pour me permettre de compléter mes connaissances en physique nucléaire ; le second m'a fait bénéficier du support scientifique d'un grand Centre de Recherche et du support matériel d'une bourse de Thèse. Mes remerciements vont, plus spécialement, à ceux qui ont oeuvré pour me permettre cette incursion dans le domaine de la recherche : Monsieur le Professeur V. LATORRE, de Lima et M. R. JOLY, de Saclay.

J'ai été très sensible à l'honneur de voir présider le Jury de cette thèse par Madame le Professeur N. MARTY qui m'a suivi et encouragé tout au long de mon séjour en France. Qu'elle trouve ici l'expression de ma respectueuse gratitude.

Monsieur C. SIGNARBIEUX est à l'origine de l'expérience sur laquelle se fonde cette étude qu'il a suivie jusqu'au terme de l'analyse. Je voudrais l'assurer de ma très cordiale reconnaissance pour l'aide constante qu'il m'a apportée non seulement dans ce travail mais, plus généralement, dans ma formation d'expérimentateur. Je ne saurais oublier son enseignement dont les caractéristiques essentielles me paraissent être l'honnêteté scientifique et la passion pour le sujet traité.

Je dois beaucoup au travail de mes collègues de Saclay et de Grenoble qui ont participé à la conception et à la réalisation de l'expérience ; je remercie, à ce titre, MM. RIBRAG, C. MAZUR, C. GUET, P. PERRIN et M. MAUREL. Il me parait essentiel de souligner que cette expérience était toute entière tributaire des dépôts fissiles mis en oeuvre ; je suis profondément redevable à J. VAN AUDENHOVE, du Bureau Central des Mesures Nucléaires de Geel (Belgique) qui a su préparer des dépôts d'une exceptionnelle qualité.

Dans la phase d'analyse des données, j'ai bénéficié de l'aide de M. R. BABINET ; il m'a permis d'utiliser ses travaux sur le calcul des énergies de déformation des noyaux et il m'a apporté d'enrichissantes remarques sur certains aspects de la physique abordée dans cette thèse.

La présentation du texte a été assurée grâce à la compétence de Mmes N. JUVIN, J. LADAME et P. GUGENBERGER ainsi que de M. J. MATUSZEK ; je les remercie très sincèrement.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547316_0003

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I : INTRODUCTION 1

CHAPITRE II : DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE 11

- 1 - But de l'expérience 11
- 2 - Méthode expérimentale 13
- 3 - Dispositif expérimental 17
- 4 - Procédure expérimentale 18
- 5 - Analyse des données 21

a) Identification des masses des fragments sur le spectre ΔT 21

b) Etalonnage en énergie des détecteurs 22

- 6 - Conclusion 24
- 7 - Références 24

CHAPITRE III : RESULTATS EXPERIMENTAUX 25

- 1 - Introduction 25
- 2 - Distribution des masses des fragments dans une fenêtre placée sur l'énergie cinétique du fragment léger 28

a) Comparaison avec les mesures obtenues par la méthode "de la double énergie" 31

b) Comparaison avec les mesures obtenues avec le séparateur LOHENGRIN 35

c) Propriétés mises en évidence 37

- 3 - Distribution des masses des fragments dans une fenêtre placée sur l'énergie cinétique totale des fragments 37
- 4 - Energie cinétique maximale TKEMAX en fonction du rapport des masses 39

a) Justification de l'intérêt de TKEMAX 39

b) Détermination expérimentale de TKEMAX (A_L) 41

c) Données expérimentales sur TKEMAX (A_L) 41

- 5 - Conclusion..... 48
- 6 - Références..... 49

CHAPITRE IV : INTERPRETATION DES RESULTATS..... 51

- 1 - Rappel historique sur l'interprétation des structures dans les distributions de masses et de l'effet pair-impair dans les distributions de charges..... 51

- 2 - Réflexions sur l'existence des fragmentations froides..... 55

- 3 - Présentation d'un modèle pour les configurations de scission les plus compactes..... 57

a) Calcul de l'énergie de déformation des noyaux en fonction de la déformation..... 57

b) Calcul de l'énergie coulombienne d'interaction entre deux noyaux sphéroïdaux..... 58

c) Calcul des configurations de scission les plus compactes..... 62

- 4 - Interprétation des structures fines observées dans les distributions de masses en termes de propriétés des fragments à l'égard de la déformation..... 65

- 5 - Interprétation de l'absence d'effet pair-impair systématique dans la distribution des masses des fragments à très haute énergie cinétique..... 69

- 6 - Conclusion..... 70

- 7 - Références 71

CHAPITRE V : DISCUSSION SUR LE PROBLEME DES BRISURES DE PAIRES DE NUCLEONS AU COURS DU PROCESSUS DE FISSION..... 73

CHAPITRE VI : CONCLUSIONS..... 77

APPENDICE A : Rappels sur le calcul des énergies de déformation des fragments de fission..... 81

APPENDICE B : Influence des corrections de couche et d'appariement sur l'énergie de déformation : résultats pour des fragments typiques..... 87

CHAPITRE I

INTRODUCTION

La fission nucléaire des noyaux lourds a été découverte fortuitement au cours de l'année 1938 par des radiochimistes qui cherchaient à produire l'élément 93 en bombardant de l'uranium par des neutrons. Le fait expérimental déterminant fût la mise en évidence par Irène CURIE et P. SAVITCH (1) de la production d'un isotope ayant une période de 3,5 heures qui ne pouvait être séparé du Lanthane utilisé comme entraîneur. Mais c'est à O. HAHN et F. STRASSMANN (2) que revint le mérite d'avoir prouvé sans ambiguïté que les noyaux d'uranium, après capture d'un neutron, se cassaient en deux fragments de masse environ moitié. L. MEITNER et O. FRISCH (3) donnaient alors le nom de fission à ce nouveau phénomène nucléaire.

Il peut paraître surprenant que, plus de quarante années après cette découverte, il n'existe toujours pas de théorie bien acceptée du processus, et ceci malgré la masse considérable de travaux expérimentaux et théoriques réalisés de façon ininterrompue dans tous les laboratoires du monde. En fait on sait beaucoup de choses sur la fission :

- d'une part la probabilité de désexcitation des noyaux par fission, commandée par les propriétés des états quantiques du système au "point selle" et de leur barrière de fission associée, est maintenant bien comprise ; les anomalies dans les sections efficaces de fission en fonction de l'énergie d'excitation du système fissionnant ainsi que l'existence d'isoméres de fission ont été élucidées par la mise en évidence de puits secondaires dans les barrières de fission et sous l'impulsion des travaux théoriques de STRUTINSKY. Une revue très complète a récemment été faite par BJØRNHOLM et LYNN (4) sur tous les aspects de la fission liés aux propriétés des barrières ;

- d'autre part la description de l'état final du processus (la scission) montre des caractéristiques très nettes (asymétrie des masses et des énergies d'excitation des fragments, variation de l'énergie cinétique totale des fragments en fonction de leur masse, effet pair-impair dans la distribution des charges des fragments) dont il est possible d'établir une systématique en

fonction de la masse et de l'énergie d'excitation des noyaux fissionnants. Une revue exhaustive de toutes ces propriétés a été faite par H. NIFENECKER et coll. dans deux papiers de revue (5,6).

Il faut donc se poser la question de savoir ce qu'il manque pour bâtir la théorie générale du phénomène. La réponse en est simple : la fission fait partie d'une classe de phénomènes qui mettent en jeu les *propriétés dynamiques* de la matière nucléaire hors d'équilibre, propriétés qui se réfèrent essentiellement à la nature et à l'intensité du *couplage entre les degrés de liberté collectifs et les degrés de liberté intrinsèques* (excitation de quasi-particules du système nucléaire au cours de son évolution. Dans la littérature ces termes de couplage sont souvent appelés "viscosité nucléaire" par analogie à l'hydrodynamique classique.

Or actuellement les données expérimentales accumulées n'ont pas permis d'obtenir des informations suffisamment claires pour apporter une réponse indiscutable sur ce problème-clé de la dynamique du processus de fission. Les raisons de cet échec sont liées, nous semble-t-il, à la complexité des quantités mesurables associées à l'état final du processus, c'est à dire à l'état du système à l'instant de la scission.

En effet dans les cas de fission les plus simples - la fission des noyaux pair-pair induite par des neutrons "s" - on sait qu'au passage obligé du point selle, le système se refroidit et peuple seulement quelques états collectifs ; ceci entraîne deux conclusions : la première est que le système est alors dans un état superfluide (tous les nucléons sont appariés) ; la seconde est que la vitesse collective dans la voie fission est extrêmement faible (inférieure au MeV). Ces états de point selle quasi-stationnaires constituent donc à l'égard de l'étape ultérieure du processus - la descente vers la scission - un état initial particulièrement simple et susceptible d'être bien décrit, étant donné les grands progrés réalisés sur la connaissance des barrières de fission.

Au contraire l'état final du processus se présente comme une large distribution de configurations de scission : chaque configuration étant caractérisée par les masses et charges des deux fragments, l'énergie de déformation et l'énergie d'excitation collective et intrinsèque de chaque fragment, l'énergie cinétique collective de séparation des 2 fragments et l'énergie de répulsion coulombienne mutuelle des 2 fragments ; autrement dit des *paramètres statiques* qui caractérisent la configuration géométrique du système au moment où les forces nucléaires cessent d'interagir entre les deux fragments et des *paramètres dynamiques* tels que l'énergie cinétique collective de séparation des fragments et l'énergie d'excitation collective et intrinsèque de chacun des deux fragments : ce sont, en fait, ces derniers paramètres qui sont intéressants pour comprendre l'histoire dynamique du processus.Il se fait que les paramètres d'énergie mesurables sont toujours la somme de deux termes, l'un statique et l'autre dynamique, et que pour extraire chaque terme il est nécessaire de faire des hypothèses évidemment contestables. Une autre difficulté d'importance est liée à l'émission des neutrons prompts qui affectent les quantités mesurées : la masse des fragments est changée ainsi que leur vitesse initiale. Quelque soit la précision expérimentale des mesures, la valeur moyenne du nombre de neutrons émis par chaque fragment et, plus encore, la fluctuation autour de cette valeur moyenne contribue à affecter toute mesure d'une résolution qui n'est pas bonne. Cette perte d'information sur les quantités primaires peut s'avérer dramatique dans le cas où les quantités d'intérêt sont des largeurs de distribution ainsi que nous l'avons montré (7) en analysant les données obtenues par C. SIGNARBIEUX et coll.(8) sur la fluctuation du partage de l'énergie d'excitation entre les deux fragments en fonction du mode de fragmentation.

En fait, une seule quantité primaire n'est pas affectée par la désexcitation prompte des fragments : c'est la charge des fragments primaires. Or la distribution des charges des fragments est la mesure la plus directe, pour ne pas dire la plus facile, qui relève des techniques de la radiochimie. Dès 1973, S. AMIEL et H. FELDSTEIN (9) montraient que le rendement des fragments de Z pair est renforcé par rapport au rendement des fragments de Z impair dans la fission thermique de ^{235}U. Passant au stade quantitatif,ils montraient (10) qu'il existait dans la fission thermique de ^{233}U et ^{235}U un effet pair-impair systématique considérable dans la distribution des charges : ± 22% par rapport à la distribution lissée.

Cette préférence pour la formation de fragments de charge paire donnait une explication à l'existence de structures fines des distributions des masses des fragments observées dès 1961 par J.C.D. MILTON et J.S. FRASER (11) et plus clairement par W.M. GIBSON et coll. (12) : celles-ci sont observées d'une façon très nette, lorsque les événements avec une haute énergie cinétique sont sélectionnés, et d'une façon obscurcie mais néanmoins apparente sur la distribution globale des masses. Une étude systématique de ces structures fines a ensuite été faite par J.P. UNIK et coll. (13) pour un grand nombre de systèmes fissionnants.

Un certain nombre d'auteurs (6, 10, 13, 14, 15), se fondant sur ces faits expérimentaux bien établis, ont émis l'hypothèse que la prépondérance des fragmentations en deux charges paires était la signature que le nombre des paires de protons brisées au cours du processus était faible (au moins dans le cas de la fission thermique des ^{233}U et ^{235}U), autrement dit que la superfluidité initiale (au point selle) de ces systèmes pair-pair était en *partie conservée* jusque - et ici compris - la scission. Certains n'excluaient pas l'idée que la superfluidité pourrait être *entièrement conservée* dans la descente du point selle vers la scission, les ruptures de paires (prouvées par l'existence de fragments de charge impaire) n'intervenant en fait qu'à la scission. Dans cette perspective le vieux problème de l'asymétrie des masses des fragments pouvait être compris dans la mesure où le calcul de la surface d'énergie potentielle pour l'état fondamental des actinides révèlait une asymétrie de la configuration du système au niveau du deuxième point selle (4,16).

Néanmoins une difficulté majeure subsistait vis à vis d'une conception adiabatique ou quasi-adiabatique du processus de la fission induite à basse énergie : elle résidait dans les succès assez spectaculaires obtenus par les modèles dits "de point de scission" qui se fondaient sur l'hypothèse qu'au point de scission un état d'équilibre statistique est réalisé soit entre tous les degrés de liberté du système (collectifs et intrinsèques) - hypothèse de P. FONG (17) - , soit seulement entre les degrés de liberté collectifs du système -hypothèse de W. NÖREMBERG (18) -. Un grand nombre des propriétés des fragments sont en effet bien retrouvées, qui ne mettent en jeu, en plus de l'hypothèse statistique, que les *propriétés des fragments individuels* et non pas celles du

système fissionnant ; en particulier l'asymétrie des masses des fragments est expliquée par la conjugaison des propriétés des deux fragments complémentaires à l'égard de la déformation, propriétés qui définissent l'espace des phases du système au moment de la scission.

Les deux hypothèses (préservation de la superfluidité et équilibre statistique au point de scission) étaient toutefois conciliables dans le cadre du *modèle des bandes de fission* de W. NÖREMBERG (18) : pour *chaque* excitation de quasi-particules, NÖREMBERG définit l'ensemble des états collectifs "diabatiques" du système comme une "bande de fission" par analogie aux bandes de rotation des noyaux ; il suppose que le couplage des états appartenant à deux bandes différentes est très faible alors que le couplage des états collectifs à l'intérieur d'une bande est au contraire très fort. Dans le cas de la fission thermique des noyaux pair-pair, seule la bande du fondamental est peuplée au point selle ; la descente du point selle au point de scission sera donc superfluide (pas d'excitation des quasi-particules) mais l'amortissement du mouvement vers la scission sera grand par excitation de nombreux modes collectifs "transverses" ; dans le modèle proposé, il est supposé qu'à la scission, un équilibre thermodynamique entre tous les degrés de liberté collectifs impliqués est réalisé.

L'exploitation quantitative du modèle de NÖREMBERG a été faite par WILKINS et coll (19) : les caractéristiques générales des distributions des masses et des charges ainsi que de l'énergie cinétique pour la fission de noyaux compris dans un grand domaine, du Po au Fm étaient bien reproduites dans ces calculs.

Au moment où ce travail a été entrepris, la situation était donc la suivante : l'existence d'un fort effet pair-impair dans les distributions de charge des fragments dans la fission thermique des ^{233}U et ^{235}U était considérée par beaucoup comme la preuve décisive que la fission induite à basse énergie est un processus faiblement dissipatif ou, en d'autres termes, que la collectivité du mouvement des nucléons est largement préservée au cours de l'évolution du système du point selle jusqu'à la scission. L'importance de cette conclusion

justifiait donc d'entreprendre des expériences pour aller plus loin dans l'étude de l'effet pair-impair sur les charges et en particulier d'essayer de le mesurer sur les distributions des masses des fragments. En effet l'énergie d'appariement étant peu différente pour les neutrons et les protons, on doit s'attendre à observer, dans l'hypothèse d'un processus faiblement dissipatif, une proportion grandissante d'évènements donnant lieu à des fragmentations en deux noyaux doublement pairs (Z pair, N pair) quand l'énergie d'excitation totale associée à ces évènements diminue, voire à les sélectionner quand celle-ci est minimum c'est à dire quand l'énergie cinétique totale des deux fragments est maximum.

Quelques mesures sur la fission thermique de ^{235}U avaient été entreprises dans ce sens par CLERC et coll (20,21) qui utilisaient le séparateur de masses "LOHENGRIN" installé auprès du Réacteur à Haut Flux de l'Institut Von Laue-Langevin à Grenoble. Cet instrument apparaît comme l'outil idéal pour de telles mesures puisque son pouvoir de résolution en masse est de l'ordre de 400 ($A/\Delta A$), qu'on peut atteindre des résolutions en énergie inférieures à 500 keV et qu'enfin le groupe allemand de CLERC avait réussi à mettre au point une technique pour mesurer la distribution des charges nucléaires d'un faisceau de fragments préalablement analysé en masse et en vitesse (mesure par temps de v de la vitesse des ions ralentis dans une feuille de C extrêmement homogène en épaisseur (22)). Ces auteurs confirmaient les résultats des radiochimistes concernant l'effet pair-impair sur la distribution des charges nucléaires en apportant une contribution supplémentaire à savoir que l'effet pair-impair existe quelque soit l'énergie cinétique (= l'énergie d'excitation) des fragments En ce qui concerne les rendements des masses, les conclusions des auteurs étaient très prudentes : ils observaient un effet pair-impair beaucoup plus faible que pour les protons mais toutefois, notaient-ils, la *contribution du processus de fission lui-même difficile à apprécier du fait de l'évaporation des neutrons prompts*. C'est ce problème que C. SIGNARBIEUX s'est attaché à résoudre en proposant de mesurer les rendements relatifs des masses des fragments aux plus hautes valeurs de l'énergie cinétique ; pour ces événements-là, il était connu depuis longtemps que l'énergie d'excitation des deux fragments complémentaires est si faible, dans le cas de la fission thermique des ^{233}U et ^{235}U, que ni l'un, ni l'autre des deux fragments ne peut émettre de neutrons

prompts : les masses primaires sont donc accessibles à la mesure.

Dans le Chapitre II, nous expliquerons la méthode expérimentale utilisée qui est en fait très simple puisqu'il s'agit d'une mesure à trois dimensions : les énergies cinétiques des deux fragments et la différence de temps de vol des deux fragments. Nous montrerons néanmoins les grandes précautions qu'il a fallu prendre pour obtenir une séparation quasi-totale de deux masses consécutives.

Dans le Chapitre III, nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus pour la fission thermique de ^{233}U, ^{235}U et ^{239}Pu en les comparant, lorsque cela était possible, aux résultats publiés antérieurement dans la littérature et en discutant les mérites respectifs de notre méthode expérimentale et du spectromètre de masse LOHENGRIN pour de telles mesures.

Le Chapitre IV sera consacré à l'interprétation de nos données expérimentales qui comprendra deux aspects :

- interprétation des structures fines dans la distribution des masses en termes de propriétés des fragments à l'égard de la déformation (pour ce faire, nous avons réalisé un programme de calcul de l'énergie de déformation des noyaux en fonction de la déformation, ces calculs prennent en compte les effets de couches introduits selon la prescription de STRUSTINSKY et les effets d'appariement des nucléons)

- interprétation de l'absence d'effet pair-impair systématique sur la distribution du rendement des masses aux énergies cinétiques les plus élevées.

Dans le Chapitre V , nous discuterons les interprétations alternatives qui ont été faites par d'autres au cours de ce travail lorsque les résultats préliminaires ont été annoncés (23), résultats qui ont eu le mérite de provoquer un nouvel effort expérimental auprès du séparateur LOHENGRIN (24).

Le dernier Chapitre sera celui de nos conclusions.

Références du Chapitre I

(1) I. CURIE et P. SAVITCH, J. de Phys. (7) 9, 355 (1938).

(2) O. HAHN and F. STRASSMANN, Naturwiss. 27, 11 (1939).

(3) L. MEITNER and O. FRISCH, Nature 143 , 239 (1939).

(4) S. BJØRNHOLM and J.E. LYNN, Rev. of Mod. Physics, 52, 4 (1980) 726.

(5) H. NIFENECKER, C. SIGNARBIEUX, R. BABINET et J. POITOU, Proc. of Symp. on Physics and Chemistry of fission, Rochester 1973 (IAEA, Vienna, 1974), vol. II, p. 179.

(6) H. NIFENECKER, J. BLACHOT, J. P. BOCQUET, R. BRISSOT, J. CRANÇON, C. HAMELIN, G. MARIOPOULOS et C. RISTORI, Proc. of Symp. on Physics and Chemistry of fission, Julich 1979 (IAEA, Vienna, 1980), vol. II, p. 35.

(7) M. MONTOYA, Thèse de Doctorat 3ème cycle (1977) Paris XI.

(8) C. SIGNARBIEUX, Proc. of Symp. on Physics and Chemistry of fission, Rochester 1973 (IAEA, Vienna, 1974), vol. II, p. 179.

(9) S. AMIEL and H. FEUSTEIN, Proc. of Symp. on Physics and Chemistry of fission, Rochester 1973 (IAEA, Vienna, 1974), vol. II, p. 65.

(10) S. AMIEL and H. FELDSTEIN, Phys. Rev. C11 (1975) 845.

(11) J.C.D. MILTON and J.S. FRASER, Phys. Rev. Lett. 7, (1961) 67.

(12) W.M. GIBSON, T.D. THOMAS and G.L. MILLER, Phys. Rev. Lett 7, 2 (1961) 65.

(13) J.P. UNIK, J.E. GINDLER, L.E. GLENDENIN, K.F. FLYNN, A. GORSKI and R.K SJOBLOM, Proc. of Symp. on Physics and Chemistry of fission, Rochester 1973 (IAEA, Vienna 1974), vol. II, p. 19.

(14) S. BJØRNHOLM, Phys. Scripta 10 A (1974) 110.

(15) W.N. REISDORF, J.P. UNIK and L.E. GLEDENIN, Nucl. Phys. A 205 (1973) 258.

(16) P. MÖLLER and R. NIX, Proc. of Symp. on Physics and Chemistry of fission, Rochester 1973 (IAEA, Vienna, 1974), vol. I, p. 103.

(17) P. FONG, Statistical Theory of Nuclear Fission (Gordon and Breach, New-York, 1969).

(18) W. NÖREMBERG, Proc. of Symp. on Physics and Chemistry of fission, Vienna 1969 (IAEA, Vienna, 1970) p. 51.

(19) B.D. WILKINS, E.P. STEINBERG and R.R. CHASMAN, Phys. Rev. C, 14 , 5 (1976) 1832.

(20) H. WOHLFARTH, W. LANG, H.G. CLERC, H. SCHRADER, K.H. SCHMIDT and H. DANN, Phys. Lett. 63 B, 3 (1976) 275.

(21) H.G. CLERC, W. LANG, H. WOHLFARTH, K.H. SCHMIDT, Proc. of Conf. on Nuclei far from stability, Cargèse, 1976 (CERN 76-13, Genf-1976) p. 509.

(22) H.G. CLERC, K.H. SCHMIDT, K. H WOHLFARTH and J.P. SIEGERT, Nucl. Inst. and Meth. 124 , 607 (1975).

(23) C. SIGNARBIEUX, Journées d'Etudes sur la Fission, L'Alpe d'Huez (1980) non publié.

(24) P. ARMBRUSTER, U. QUADE, H.G. CLERC, W. ENGELHARDT and F. GÖNNENWEIN, Proc. of HELSINGØR Conf.(June 81).

CHAPITRE II

DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE

1. But de l'expérience

L'existence d'évènements de fission sans émission de neutrons est connue depuis très longtemps(1). Elle avait été mise en évidence par des mesures de la distribution du nombre total ν_T de neutrons prompts émis par fission. Les mesures les plus précises de cette distribution $P(\nu_T)$ ont été faites par BOLDEMAN et coll .(2) pour la fission spontanée du ^{252}Cf et la fission thermique des ^{233}U, ^{235}U et ^{239}Pu. Il ressortait de ces mesures que la probabilité des évènements d'émettre zéro neutron par fission était :

$0,0259 \pm 0,0010$ pour ^{233}U
$0,0313 \pm 0,0060$ pour ^{235}U
$0,0090 \pm 0,0010$ pour ^{239}Pu.

Ces évènements correspondent évidemment à des configurations de scission telles que les 2 fragments emportent la quasi-totalité de l'énergie libérée dans la réaction sous forme d'énergie cinétique de translation TKE. Lorsque l'on examine sur la figure II.1 les contours de la distribution de probabilité P(TKE,A), où A est le nombre de masse de l'un des 2 fragments, on observe que le contour correspondant à la plus faible probabilité s'approche très près des valeurs du Q de réaction *dans un grand domaine de masses*. Autrement dit, ces fissions sans neutrons ne sont pas restreintes à quelques fragmentations particulières mais intéressent au contraire tous les rapports de masses à l'exception de la région des masses à faible probabilité : masses symétriques où il est bien connu qu'il existe une diminution brutale de l'énergie cinétique des fragments (3) et masses très asymétriques.

Le but de l'expérience était donc de mesurer les rendements relatifs des masses des fragments pour les valeurs les plus élevées de l'énergie cinétique, sachant que pour ces évènements les masses mesurées sont identiques aux

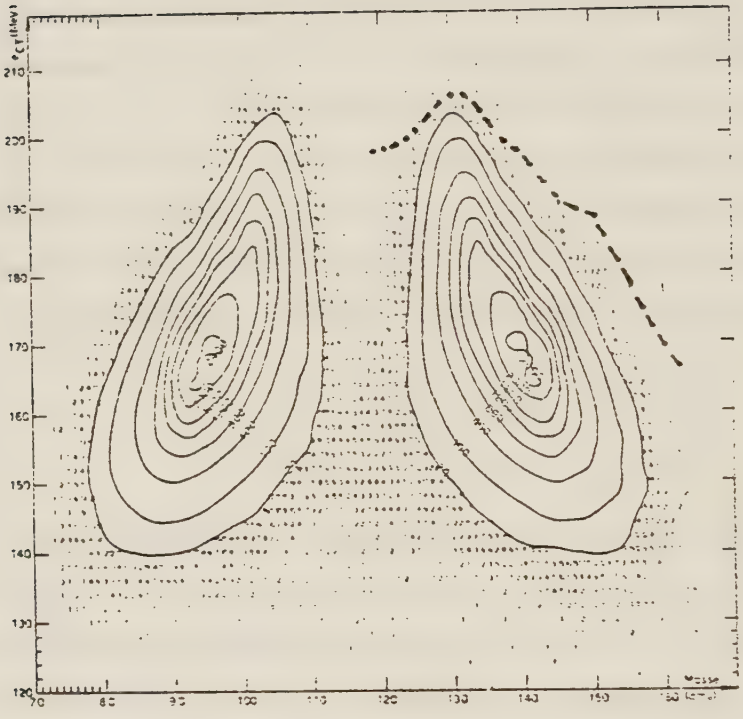


Fig. II.1

Fission thermique de ^{235}U

Contours d'équiprobabilité de la distribution P(TKE,A). La ligne pointillée correspond aux valeurs Q(A). Référence (3).

masses primaires. La méthode expérimentale utilisée devait répondre à l'exigence d'une très bonne séparation des masses pour évaluer sans ambiguité l'effet pair-impair dans les rendements de deux masses consécutives A et A+1.

2. Méthode expérimentale

Comme nous l'avons dit dans le chapitre d'introduction, le séparateur de masses LOHENGRIN de Grenoble(4) est parfaitement adapté à de telles mesures du fait de sa séparation totale des masses ; néanmoins, son utilisation pour les mesures envisagées laissait prévoir des expériences extrêmement longues et délicates, ceci pour plusieurs raisons :

- la séparation magnétique s'effectue sur la valeur $\frac{A}{q}$, q étant la charge ionique des ions ; pour évaluer le rendement d'une masse, il convient donc de réaliser des mesures sur la totalité de la distribution de la charge ionique et d'intégrer le rendement sur cette distribution ;

- au moment où cette expérience était en projet, le plan focal de LOHENGRIN n'était pas équipé d'un système de détection de grande surface permettant la mesure simultanée d'un grand nombre de lignes $A/_q$; les mesures étaient effectuées en faisant défiler, par variation du champ magnétique, les lignes $A/_q$ devant un détecteur de très petite surface ; ce qui conduisait donc à prévoir des mesures extrêmement longues ;

- dans le cas de mesures très longues, le problème du monitorage devient tout à fait essentiel dans la mesure où la cible fissile placée à l'intérieur du réacteur voit son intensité constamment diminuer sous le double effet d'une consommation des noyaux fissiles par fission et d'une évaporation de surface des atomes de la cible chauffée. Cette nécessité de monitorer la mesure sur l'intensité de la source de fissions est une difficulté sérieuse.

Nous avons donc préféré utiliser la méthode dite "du double temps de vol" déjà mise en oeuvre dans les expériences-pionniers de BOWMAN et coll(5) pour l'étude de la fission spontanée du ^{252}Cf. Cette méthode consiste à mesurer en corrélation les temps de vol (les vitesses) des deux fragments complémentaires. Etant donné que, dans la fission spontanée ou la fission

induite par neutrons lents, le système du centre de masse se confond avec le système du laboratoire, l'utilisation des lois de conservation de la masse et de la quantité de mouvement :

$$M_1 + M_2 = M_o$$

$$M_1 \vec{V_1} + M_2 \vec{V_2} = 0$$

(où M_i et $\vec{V_i}$ $(i = 1,2)$ sont les masses et vitesses primaires des fragments) conduit directement à la mesure des masses par les relations

$$M_1 = M_o \frac{V_2}{V_1 + V_2} \quad , \quad M_2 = M_o - M_1$$

De même, l'énergie cinétique totale des deux fragments s'écrit :

$$TKE = \frac{1}{2} (M_1 V_1^{\,2} + M_2 V_2^{\,2}) = \frac{1}{2} M_o \, V_1 V_2$$

Dans le cas général où les fragments émettent des neutrons prompts, les vitesses $\vec{V_i}$ sont modifiées par effet de recul. Toutefois, comme l'avait noté W. STEIN(7) le premier, les vitesses moyennes ne sont pratiquement pas changées dans l'hypothèse où l'émission neutronique est isotrope dans le centre de masse du fragment. Par contre, il y a dispersion de la vitesse autour de cette valeur moyenne qui se répercute sur la résolution en masse. J. TERRELL(8) a étudié en détail ces effets de dispersion et a établi une formule approchée de la variance de la fonction de dispersion :

$$\sigma^2 (M_i) \cong M_1 M_2 \, m \, \overline{E}_{c.m.} \, \overline{\nu} / \, 3M_o \, TKE$$

où m est la masse du neutron, $\overline{\nu}$ le nombre total de neutrons émis par les deux fragments, $\overline{E}_{c.m.}$ l'énergie moyenne des neutrons prompts dans le centre de masse des fragments. Cette formule montre que l'émission d'un seul neutron par un fragment suffit à interdire la séparation de deux masses adjacentes : la largeur à mi-hauteur de la fonction de dispersion étant légèrement supérieure à 1 unité de masse. Dans cette formule, n'apparaissent évidemment pas les termes qui rendent compte d'autres effets de dispersion :

- dispersion des vitesses primaires des fragments à l'intérieur de la cible fissile dans le processus de ralentissement("straggling en énergie") ;

- dispersion à l'intérieur de la cible des directions primaires des fragments initialement collinéaires("straggling angulaire") qui se traduit par une dispersion des longueurs de vol ;

- mêmes effets dispersifs à l'intérieur du détecteur "start" placé à proximité de la cible : ce détecteur est en général constitué d'une feuille très mince (10 µgr/cm^2) qui émet en surface des électrons secondaires avec un spectre thermique qui après accélération brutale (10 kV) par une grille sont multipliés par un multiplicateur d'électrons ("galette à microcanaux") qui délivre un signal avec une très bonne définition en temps (inférieure à 200 µsec) ; malheureusement, la feuille émettrice des électrons secondaires est placée à 45° sur la trajectoire des fragments, introduisant ainsi un déséquilibre entre les longueurs de vol avant et après la feuille.

Pour tenter de diminuer ces effets dispersifs dûs à l'instrumentation, C. SIGNARBIEUX a proposé de supprimer le détecteur "start" et de mesurer, à la place des deux temps de vol, la différence de temps de vol en corrélation avec l'énergie cinétique d'un seul fragment ; cette simplification prend toute sa valeur *dans le cas des évènements sans émission de neutrons prompts*. En effet, si M_i, V_i, l_i et e_i sont respectivement les masses, vitesses, longueurs de vol et énergies cinétiques des deux fragments complémentaires (i = 1,2), la différence de temps de vol s'écrit :

$$\Delta T = \frac{l_1}{V_1} - \frac{l_2}{V_2} = \frac{l_1}{V_1}\left(1 - \frac{l_2}{l_1}\,\frac{V_1}{V_2}\right)$$

en introduisant les relations :

$$M_1 V_1 = M_2 V_2 \quad \text{et} \quad E_1 = \frac{1}{2} M_1 V_1^{\,2}$$

$$\Delta T = \frac{1}{\sqrt{2E_1}}\left[\left(1 - \frac{l_2}{l_1}\,\frac{M_2}{M_1}\right) l_1 \sqrt{M_1}\right] \qquad (1)$$

On constate sur cette relation que la quantité entre crochets prend *des valeurs discrètes pour chaque rapport de masses* $\frac{M_1}{M_2}$, $\frac{M_1 + 1}{M_2 - 1}$, ... ;

donc, pour une valeur fixée de E_1, le spectre de ΔT est équivalent à un spectre de masses (en fait de rapports de masses). La largeur de chaque pic sera la contribution de trois termes :

- le premier correspond au *straggling des vitesses des fragments à l'intérieur de la cible,* comme nous l'avons mentionné plus haut : ce terme ne peut être diminué qu'en diminuant l'épaisseur de la cible et de son support et en recherchant la meilleure homogénéité en épaisseur des deux ;

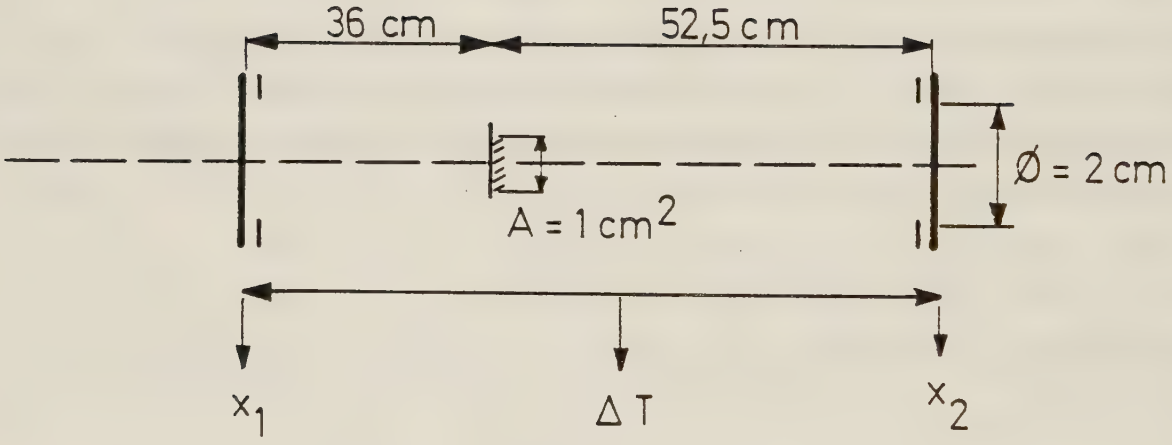


Figure II.2. - Arrangement géométrique de l'expérience

- le second correspond à la *résolution en temps de la mesure de* ΔT : c'est une quantité liée à la réponse en temps des détecteurs choisis ; son influence peut être diminuée autant que désirable puisqu'il suffit d'allonger les bases de vol pour augmenter l'espacement entre deux lignes de masses consécutives, mais ceci se fait évidemment au détriment du taux de comptage ;

- le troisième terme concerne la fluctuation sur la valeur de l'énergie cinétique E_1 qui dépend de la largeur de la fenêtre placée sur le paramètre E_1 convoluée par la *résolution en énergie du détecteur*. Notons un point important : cette fluctuation est multipliée par le terme entre crochets dans la formule (1). Ce terme est nul si $\frac{M_1}{M_2} = \frac{l_2}{l_1}$: autrement dit,pour le rapport de masses qui correspond à un rapport des longueurs judicieusement choisi, la position du pic $\frac{M_1}{M_2}$ est indépendante de la valeur de l'énergie cinétique et la largeur du pic est indépendante de la résolution en énergie du détecteur. Au fur et à mesure que les valeurs du rapport de masses s'écartent du rapport $\frac{l_1}{l_2}$, le terme $(1 - \frac{l_2}{l_1}\frac{M_2}{M_1})$ grandit mais reste toujours faible : typiquement, si le rapport des longueurs est choisi égal à $\frac{M_1}{M_2} = \frac{136}{100}$ (par exemple l_1 = 36 cm et l_2 = 49 cm), si la fenêtre en énergie est 1 MeV et la résolution en énergie du détecteur de 1,5 MeV (largeur à mi-hauteur) l'élargissement du pic $\frac{M_1}{M_2} = \frac{150}{86}$ (pourtant très éloigné), pour des fragments légers de 100 MeV, n'est que de 70 psec à comparer à l'espacement de 650 psec entre les pics $\frac{150}{86}$ et $\frac{151}{85}$. Le troisième terme est donc négligeable.

Dans une expérience préliminaire, C. SIGNARBIEUX et coll (9) avaient testé avec succès cette méthode de séparation des masses des fragments qui n'émettent pas de neutrons prompts, dans le cas de la fission thermique de ^{235}U.

3. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est le plus simple qui soit ; il est figuré schématiquement sur la fig. II.2 : deux détecteurs à barrière de surface Au-Si sont placés de part et d'autre de la cible fissile à des distances respectives de 52,5 cm et 36 cm ; un collimateur circulaire à bord soigneusement arrondi et poli limite la surface utile de chaque détecteur à 3 cm2 afin d'éviter les effets de bord dans les détecteurs. Un porte-cibles permet de changer les

cibles de U et Pu sans rien modifier à l'appareillage ; le tout était installé dans une chambre à vide sur le canal de neutrons thermiques IH1 du R.H.F. de Grenoble.

La fabrication des cibles fissiles avait été particulièrement soignée le support de la cible était une membrane de VYNS de 10 µgr/cm2 dont l'homogénéité en épaisseur était meilleure que 5 % dans toute la zone utile ; le matériau fissile était déposé sur 1 cm2 par évaporation sous vide de fluorure ; des cibles de différentes épaisseurs (5 - 10 - 25 µgr/cm2 de métal) avaient été réalisées. Les expériences ont été faites pour les deux U avec 5 µgr/cm2 et 25 µgr/cm2 pour le Pu (les cibles plus minces s'étaient malheureusement cassées avant l'expérience).

Le montage mécanique des deux détecteurs et de la cible était réalisé avec un soin extrême pour assurer d'une part un strict parallélisme entre le plan de la cible et le plan de la surface d'entrée de chaque détecteur et d'autre part un centrage parfait des trois sur le même axe. Ces précautions visaient à minimiser la fluctuation des longueurs de vol.

Le flux de neutrons thermiques de canal IH1 étant de l'ordre de 5.10^{9} $n.cm^{-2}.sec^{-1}$, l'intensité des sources de fission était de l'ordre de 5.10^{4} $fissions.sec^{-1}$, soit un taux de comptage de $7.sec^{-1}$ et de $12.sec^{-1}$ pour les détecteurs fonctionnant librement et $5,5.sec^{-1}$ (500.000 par jour) pour les deux détecteurs fonctionnant en coïncidence.

4. Procédure expérimentale

L'aspect essentiel de la mesure était d'obtenir et de conserver au cours de l'expérience une très bonne résolution en temps sur le paramètre ΔT (différence des temps de vol des deux fragments complémentaires) afin de réussir la meilleure séparation des masses possible.

Pour les fragments de fission, le temps de montée de l'impulsion délivrée par des détecteurs à barrière de surface est de l'ordre de 5 nsec(10), d'autre part le rapport signal/bruit est extrêmement élevé si bien qu'une résolution intrinsèque de 150 p sec a pu être mesurée (11) avec des fragments séparés en masse et en vitesse par le séparateur LOHENGRIN. Par conséquent, une résolution globale de l'ordre de 200 p sec était attendue sur la mesure "start-stop" de ΔT, pour des valeurs fixes des hauteurs d'impulsion dans les deux détecteurs, ce qui correspond aux conditions expérimentales (à E_1 fixe, pour chaque valeur de M_1, correspond une valeur fixe de E_2).

Pour maintenir cette résolution aussi bonne au cours de l'expérience (qui pouvait durer plusieurs jours), une stricte stabilisation de la voie d'analyse de ΔT était nécessaire : celle-ci a été réalisée en générant d'une façon aléatoire sur le spectre ΔT deux pics artificiels très étroits, l'un placé au début du spectre, l'autre à la fin du spectre, de telle façon qu'un stabilisateur digital de spectre maintienne fixes les positions des deux pics en agissant sur l'abscisse (premier pic) et la pente (deuxième pic) de la droite de conversion du convertisseur analogique-digital de la voie ΔT.

Un autre aspect de la mesure concerne la réponse en énergie des détecteurs à semi-conducteur :

- pour maintenir constante la polarisation nominale aux bornes du détecteur, malgré l'augmentation progressive de son courant inverse sous l'impact des fragments de fission, une correction manuelle, tenant compte de la chute de tension dans la résistance de charge du détecteur, était faite à intervalles réguliers ;

- pour étalonner en énergie la réponse en amplitude des détecteurs selon la méthode d'auto-étalonnage de H.W. SCHMITT et coll (12), les spectres "libres" (sans coïncidence) des énergies cinétiques des fragments étaient accumulés en permanence dans des blocs-mémoire et décodés à intervalles réguliers sur bande magnétique.

Finalement, pour chaque évènement détecté en coïncidence, les hauteurs d'impulsion -notées X_1 et X_2- délivrées par les deux détecteurs et ΔT, la différence des temps de vol des deux fragments, sont stockées sur bande

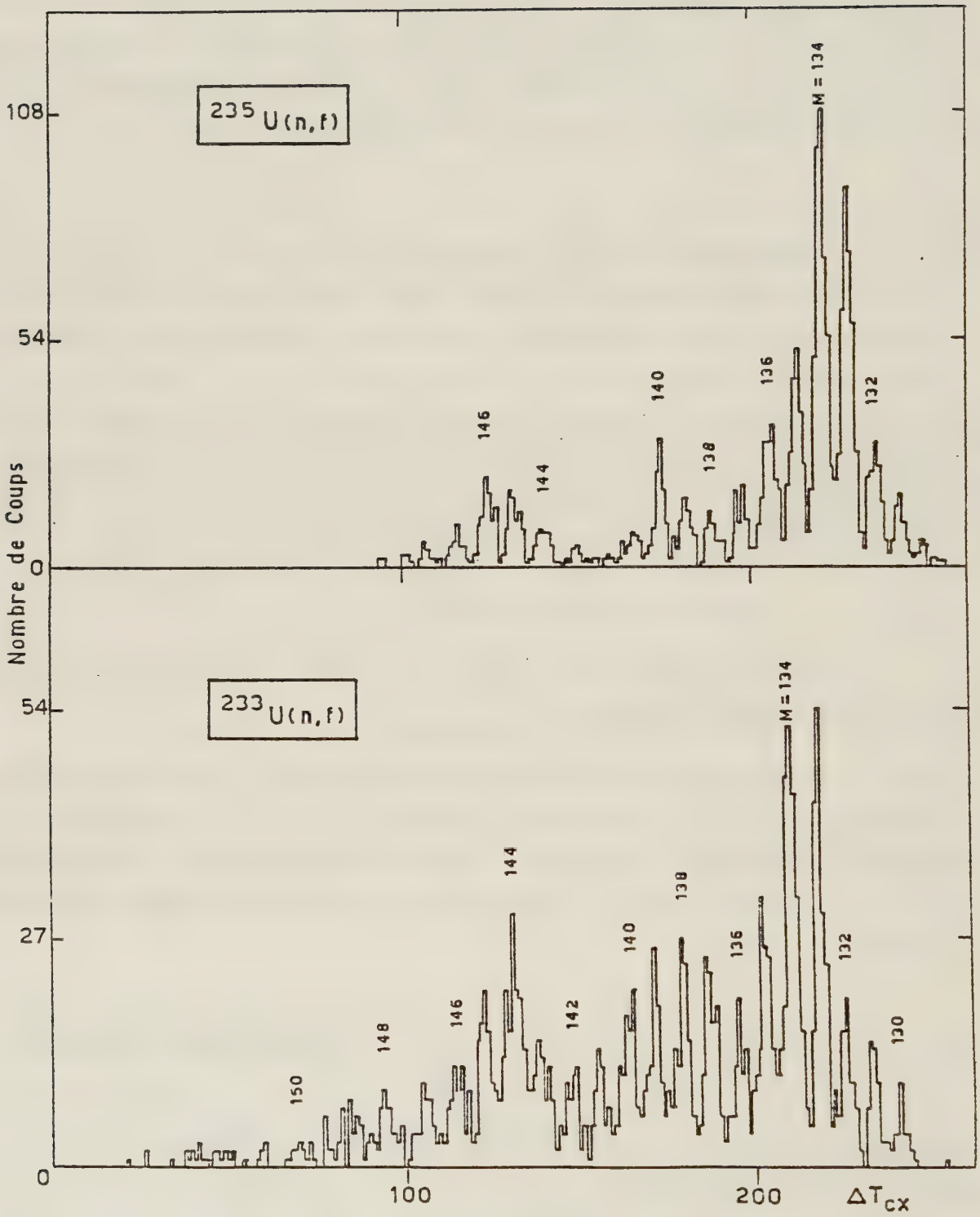


Fig. II.3

Spectre du paramètre ΔT dans une fenêtre sur l'amplitude de la réponse en énergie du détecteur des fragments légers.

magnétique. Le nombre d'évènements de fission accumulés était 3 x 10^6 pour ^{236}U , 3,2 x 10^6 pour le ^{240}Pu et 1,5 x 10^6 pour ^{234}U.

5. Analyse des données.-

Le pouvoir séparateur en masses de notre montage expérimental est illustré sur la fig.II.3, qui montre des exemples du spectre ΔT conditionné par une fenêtre sur le paramètre X_1 (correspondant à l'énergie cinétique du fragment léger) : les spectres montrés sont tels qu'ils apparaissaient sur l'écran de visualisation au cours de l'expérience(ils permettaient donc des réglages très fins de l'électronique pour optimiser la résolution des pics). Chaque pic a une largeur à mi-hauteur d'environ 300 psec à comparer à l'espacement entre deux pics consécutifs d'environ 650 psec. On observe donc une séparation quasi-totale des masses dans un domaine très large d'une vingtaine de masses. Cette bonne séparation des masses est la preuve que nous avons à faire à des évènements sans émission de neutrons prompts, puisque comme nous l'avons dit plus haut (sous-chapitre II.2), l'émission d'un seul neutron suffit à effacer la séparation.

a) Identification des masses des fragments sur le spectre ΔT

La valeur absolue des masses était obtenue sans ambiguité par deux procédures expérimentales indépendantes. La première consiste à identifier le pic correspondant à un rapport de masses égal au rapport des longueurs de vol. Dans le cas précis de l'expérience sur ^{236}U, ce rapport était égal à 140/96, soit des longueurs de vol de 36 cm et 52,5 cm. La position de ce pic est alors exactement à $\Delta T = 0$ (relation 1 du sous-chapitre II.2). Il est aisé de repérer la position de ce pic en injectant aux bornes de chaque détecteur deux impulsions en phase et simulant le temps de montée et l'amplitude de deux fragments de fission complémentaires. Ceci nous donne une origine pour l'échelle des masses. L'évaluation de l'espacement entre deux pics consécutifs, pour savoir s'il s'agit de 1 ou 2 unités de masse, est sans problème à partir de la mesure absolue en psec, obtenue en retardant l'une des impulsions par rapport à l'autre.

La deuxième méthode d'identification des pics de masse fait intervenir la procédure bien connue d'étalonnage en énergie des détecteurs à semi-conducteur de SCHMITT à partir des spectres d'énergie des fragments de fission. La mise en oeuvre de cette méthode est expliquée dans le paragraphe suivant puisqu'elle donne en même temps les valeurs absolues des énergies cinétiques mesurées.

Le rendement dans chaque pic de masse était calculé par deux méthodes qui se sont révélées identiques dans leur précision :

- simple intégration entre deux frontières placées au milieu des canaux où le taux de comptage est minimum ;

- analyse par moindres carrés du spectre en une série de gaussiennes représentatives des différents pics de masse. L'incertitude sur les rendements relatifs est toujours inférieure à $\pm$ 4 %.

b) Etalonnage en énergie des détecteurs

La procédure de SCHMITT (12) est la suivante : la loi de correspondance entre l'énergie E et l'amplitude X de la réponse du détecteur à semi-conducteur, dépend linéairement de la masse M et s'écrit :

$$E = (a + a'M)\ X + (b + b'M)$$

les coefficients a, a', b, b'se calculent à partir d'abscisses P_L et P_H repérant les pics de fragments lourds et légers en faisant intervenir des coefficients qui dépendent du type de fission envisagé (SCHMITT fournit ces coefficients pour les 3 systèmes étudiés dans la présente expérience). A partir des deux relations concernant le fragment léger et le fragment lourd:

$$\begin{aligned} E_L &= (a_1 + a_1' M_L)\ X_L + b_1 + b_1' M_L \\ E_H &= (a_2 + a_2' M_H)\ X_H + b_2 + b_2' M_H \end{aligned} \qquad (2)$$

et des relations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement :

$$\begin{aligned} M_L + M_H &= M_o \\ M_L E_L &= M_H E_H \end{aligned} \qquad (3)$$

la résolution de ce système de 4 équations à 4 inconnues permet de calculer M_H, E_H, M_L, E_L.

Appliquée à notre expérience, cette méthode a permis de confirmer l'identification des lignes de masse et de leur espacement. Réciproquement, *la connaissance indépendante des valeurs exactes des masses*, obtenues par la séparation des lignes de masse sur le spectre ΔT, constitue avec les relations (2) et (3) *un système sur-déterminé*, qui a permis :

- d'une part d'éliminer des évènements faux (l'un des 3 paramètres ΔT, X_1, X_2 ayant été mal mesuré) particulièrement gênants dans les mesures d'évènements à très faible probabilité auxquels nous nous intéressions spécialement : ces évènements résultent principalement d'un empilement de fragments dans un détecteur ou d'un fragment diffusé inélastiquement sur le bord du collimateur ;

- d'autre part, de procurer *deux mesures indépendantes de l'énergie cinétique totale des 2 fragments TKE*($= E_L + E_H$) pour chaque évènement (X_L, X_H) ; en effet :

$$\begin{aligned} TKE &= M_o/M_H \quad (a_1 + a_1' M_L) X_L + b_1 + b_1' M_L \\ \text{et} \quad TKE &= M_o/M_L \quad (a_2 + a_2' M_H) X_H + b_2 + b_2' M_H \end{aligned} \qquad (3)$$

Cette exigence draconienne a montré que la méthode de calibration de SCHMITT, avec ses différentes incertitudes, avait une précision dans la région des fragments de 100 MeV de l'ordre de $\pm$ 1 MeV. L'expérience a montré en outre que l'irradiation des détecteurs par les fragments conduisait à une modification progressive des spectres d'énergie de référence qui, du fait de la procédure d'étalonnage utilisée, *sur-corrigeait* progressivement les énergies cinétiques.

6. Conclusion

Pour les trois systèmes fissionnants étudiés, ^{234}U, ^{236}U et ^{240}Pu, les rendements relatifs des masses primaires des fragments ont été mesurés, *pour la première fois*, dans la région des énergies cinétiques très élevées. L'incertitude sur ces rendements relatifs est inférieure à 4 %. La précision sur la valeur absolue de l'énergie cinétique *totale* des fragments TKE est estimée à $\pm$ 1,6 MeV, soit $\pm$ 1 %. L'extrême simplicité de l'expérience permet d'affirmer l'absence de toute erreur systématique.

7. Références.-

(1) D.C. DIVEN, H.C. MARTIN, R.F. TASCHEK and J. TERRELL, Phys. Rev. 101, 3 (1956) 1012.

(2) J. W. BOLDEMAN and A.W. DALTON, J. Nucl. Energy 22 (1968) 63.

(3) C. SIGNARBIEUX, M. RIBRAG et H. NIFENECKER, Nucl. Phys. A99 (1967) 41.

(4) E. MOLL, H. SCHRADER, G. SIEGERT, M. ASGHAR and K. SISTEMICH, Nucl. Instr. and Meth. 123 (1975) 615.

(5) H.R. BOWMAN, S.G. THOMPSON, J.C.D. MILTON and W.J. SWIATECKI, Phys. Rev. 126 (1962) 2120.

(7) W.E. STEIN, Phys. Rev. 108 (1957) 94.

(8) J. TERRELL, Phys. Rev. 127 (1962) 880.

(9) C. GUET, M. ASGHAR, P. PERRIN and C. SIGNARBIEUX, Nucl. Instr. and Meth. 150 (1978) 189

(10) J. GIRARD, M. POUTHAS et M. BOLORE, Rapport annuel 79-80 du DPhN.(Note CEA n° 2207).

(11) J. GIRARD, M. RIBRAG, C. MAZUR et C. SIGNARBIEUX, non publié.

(12) H. W. SCHMITT, W. M. GIBSON, J. H. NEILER, F.J. WALTER and T. D. THOMPSON, Proc. Symp. on Physics and Chemistry of Fission, SALZBURG 1965 (IAEA, Vienna 1965) vol. 1, p.531.

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

1. Introduction

Dans ce chapitre, nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus dans notre expérience avec le souci d'éviter toute interprétation : celle-ci sera faite dans le chapitre suivant. Par contre, nous discuterons les résultats en les comparant, quand cela est possible, aux résultats déjà publiés sur le sujet. Puisqu'il s'agit de présenter ici des distributions de masses *conditionnées par un paramètre d'énergie cinétique*, nous discuterons au préalable en détail cette manière de faire qui, rappelons-le, a eu dans le passé le mérite de révéler des structures fines extrêmement nettes (1) mais qui fait problème quant à leur signification exacte.

En effet, la distribution *globale* des masses des fragments d'un système fissionnant est une donnée expérimentale bien définie. On peut observer son évolution en fonction de l'énergie d'excitation ou du spin du système ou encore la comparer à la même donnée concernant les autres systèmes. A cet égard, de nombreux résultats ont été obtenus sur l'asymétrie des masses qui est une propriété fondamentale de la fission des noyaux lourds. Nous disposons actuellement d'une systématique impressionnante : de nombreux articles de revue ont été écrits sur cette question : mentionnons celui de UNIK et coll (2) pour les systèmes fissionnants allant de la masse 230 à 256 et celui de D.C. HOFFMAN (3) pour la fission des actinides très lourds jusqu'aux ^{259}Fm et ^{259}Md.

Parallèlement à ces mesures de la distribution globale des masses des fragments, des mesures corrélées des masses et de l'énergie cinétique totale des fragments étaient faites soit par la méthode dite "du double temps de vol", soit par la méthode dite "de la double énergie". Les données s'expriment alors

sous la forme d'une distribution de probabilité $P(A_H, TKE)$ où A_H, nombre de masse du fragment lourd, caractérise en fait le rapport des masses et TKE est la somme des deux énergies cinétiques EKL et EKH des deux fragments complémentaires. A partir de ces données, il était naturel de regarder l'évolution de la distribution des masses en fonction de TKE, toutefois l'observation des contours de la distributionP(la figure III.1 donne l'exemple de la fission thermique de l'^{235}U) montrait que :

- d'une part, la ligne d'équiprobabilité, du côté des valeurs élevées de TKE, était approximativement parallèle à la ligne $Q_o(A_H)$ où Q_o est la chaleur de réaction qui correspond au rapport de charges Z_1/Z_2 qui la rend maximum ;

- d'autre part, la courbe $TKE(A_H) = EKL \times A_o/A_H$ (A_o masse du système fissionnant) est elle-même approximativement parallèle à la ligne $Q(A_H)$, lorsque EKL garde une valeur constante.

De ces observations, il résultait que, placer une fenêtre sur l'énergie cinétique du fragment léger, revenait à fixer *approximativement* l'énergie d'excitation totale TEX(= Q - TKE) dans une grande gamme de rapports de masses. Dans ces conditions, la distribution des masses dans une fenêtre placée sur l'énergie cinétique était particulièrement intéressante à étudier. De nombreuses mesures ont été faites qui ont mis en évidence les structures fines, dont l'étude fait l'objet d'une partie de ce travail. Nous y reviendrons plus loin; nous voudrions à ce stade faire un certain nombre de remarques dont certaines sont clairement vues sur la figure III.1 :

a) La ligne $Q_o(A_H)$ n'est approximativement parallèle aux fenêtres E_L = cste que dans la région limitée de masses (entre A_H = 130 et A_H = 144); il est vrai que c'est la région des masses les plus probables. Néanmoins, elle s'en écarte franchement du côté des masses asymétriques et elle provoque une coupure franche du côté des masses symétriques. Pour explorer la région de masse comprise entre A_H = 126 et A_H = 136, une fenêtre placée sur le paramètre TKE est nécessaire : nous utiliserons ce type de conditionnement dans la suite.

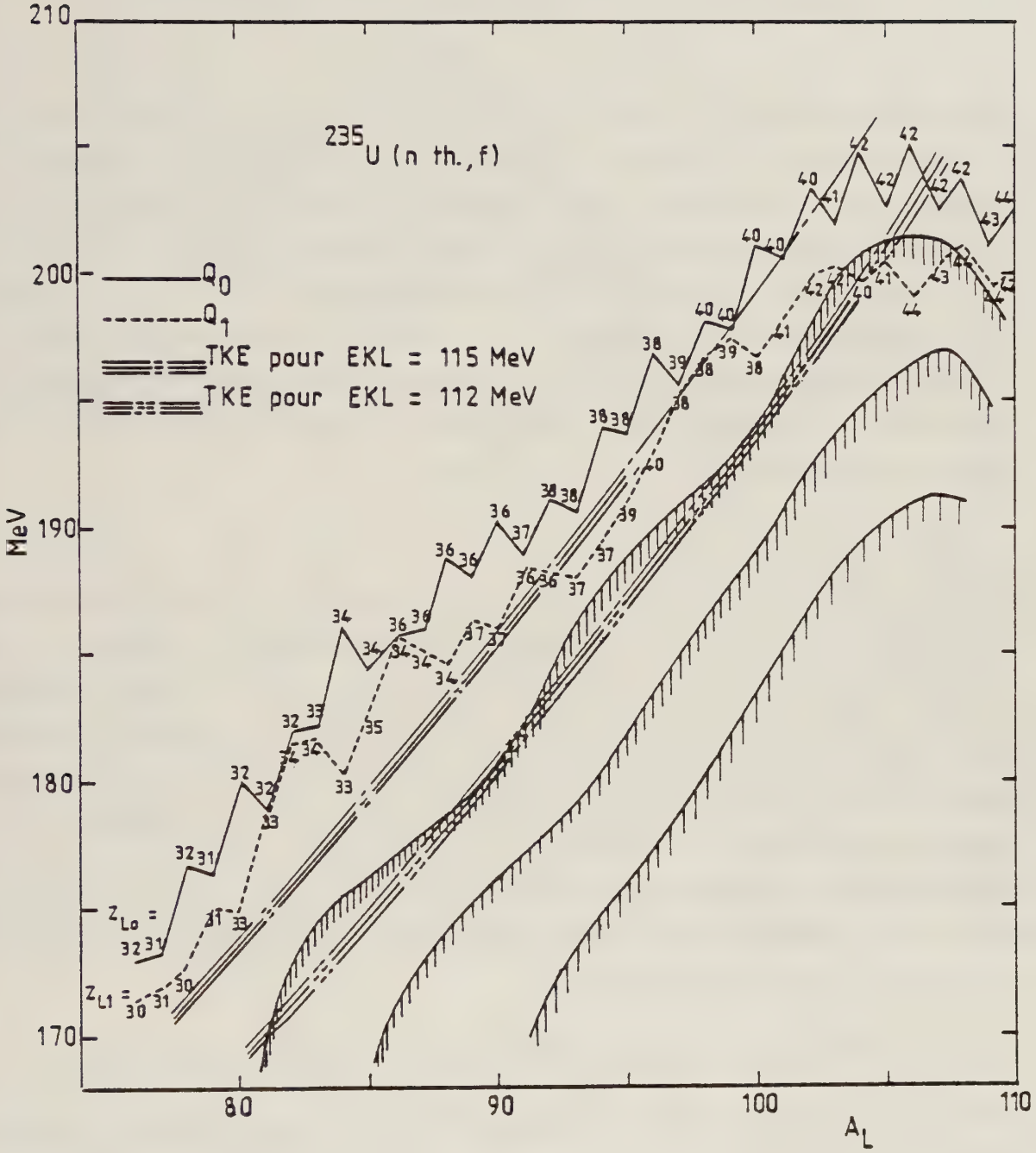


Fig. III.1

Valeurs Q_o (voir texte) en fonction de la masse A_L du fragment léger (la valeur Q_1 est la valeur de Q la plus élevée après Q_o et correspond à un rapport de charges différent). Les lignes grisées représentent les contours d'équiprobabilité de la distribution du rendement P(TKE, A_L). Deux fenêtres placées sur EKL à 112 et 115 MeV correspondent à des variations de TKE selon la relation

$$TKE = EKL \times \frac{M_L + M_H}{M_H} .$$

b) La fonction $Q_o(A_H)$ n'est évidemment pas lisse, mais présente un effet pair-impair qui correspond à l'énergie d'appariement des nucléons dans l'énergie de masse des fragments. Donc, lorsqu'on exprime l'énergie d'excitation totale TEX par la relation TEX = Q - TKE, il apparaît formellement un effet pair-impair systématique sur $TEX(A_H)$.

c) Le conditionnement du spectre des masses par une valeur fixe de EKL favorise des fragmentations qui donnent naissance à un fragment léger possédant un excès de protons et à un fragment lourd possédant un excès de neutrons, ceci par rapport à la fragmentation la plus favorable énergétiquement. Ceci est bien vu sur la figure III.2 relative à la fission thermique de l'^{235}U : par exemple, pour la fragmentation des charges $Z_L/Z_H = 40/52$, le rapport des masses le plus favorable énergétiquement est $M_L/M_H = 102/134$; les rapports de masses, sélectionnés par la condition EKL = constante, se situent tous préférentiellement du même côté par rapport à $M_L/M_H = 102/134$.

d) Enfin, une question plus générale se pose quand il s'agit de comparer les rendements relatifs en les conditionnant par un paramètre d'énergie : il est clair que les paramètres d'énergie cinétique EKL ou TKE ne sont significatifs que dans la mesure où ils définissent, par différence, l'énergie d'excitation totale TEX du système au point de scission. Mais il est bien connu par de très nombreux travaux que la majeure partie de l'excitation des fragments est bloquée en déformation au moment de la scission. En toute rigueur, la véritable comparaison des rendements des différentes fragmentations doit s'effectuer en mettant une condition sur l'énergie "libre"TFE des fragments au moment de la scission, qui est calculée comme :

$$TFE(A_H,Z_H) = Q(A_H,Z_H) - TKE(A_H,Z_H) - DE(A_H,Z_H) - DE(A_L,Z_L)$$

où les termes $DE(A_i,Z_i)$ sont les énergies de déformation des deux fragments au moment de la scission.

Nous montrerons dans la suite que dans une petite gamme de masses centrée autour de la masse lourde 132, un tel conditionnement peut être réalisé.

2. Distribution des masses des fragments dans une fenêtre placée sur l'énergie cinétique du fragment léger

Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure III.3 pour

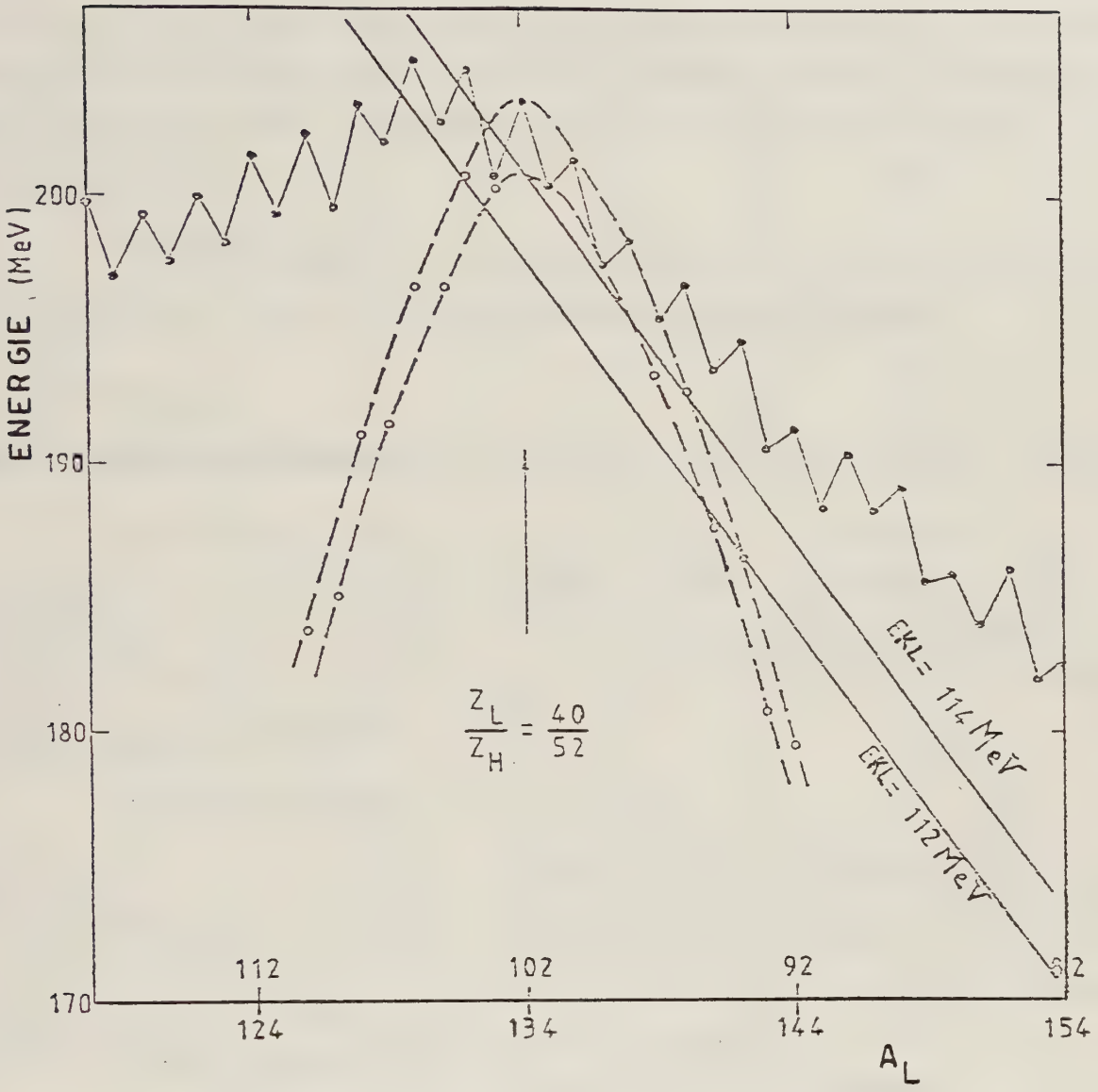


Fig. III.2

Valeurs Q_o en fonction de A_L .
Valeurs Q (Z_L = 40, Z_H = 52) en fonction de A_L

Les lignes correspondantes à des valeurs constantes de EKL = 112 et 114 MeV sont également montrées pour comparaison.

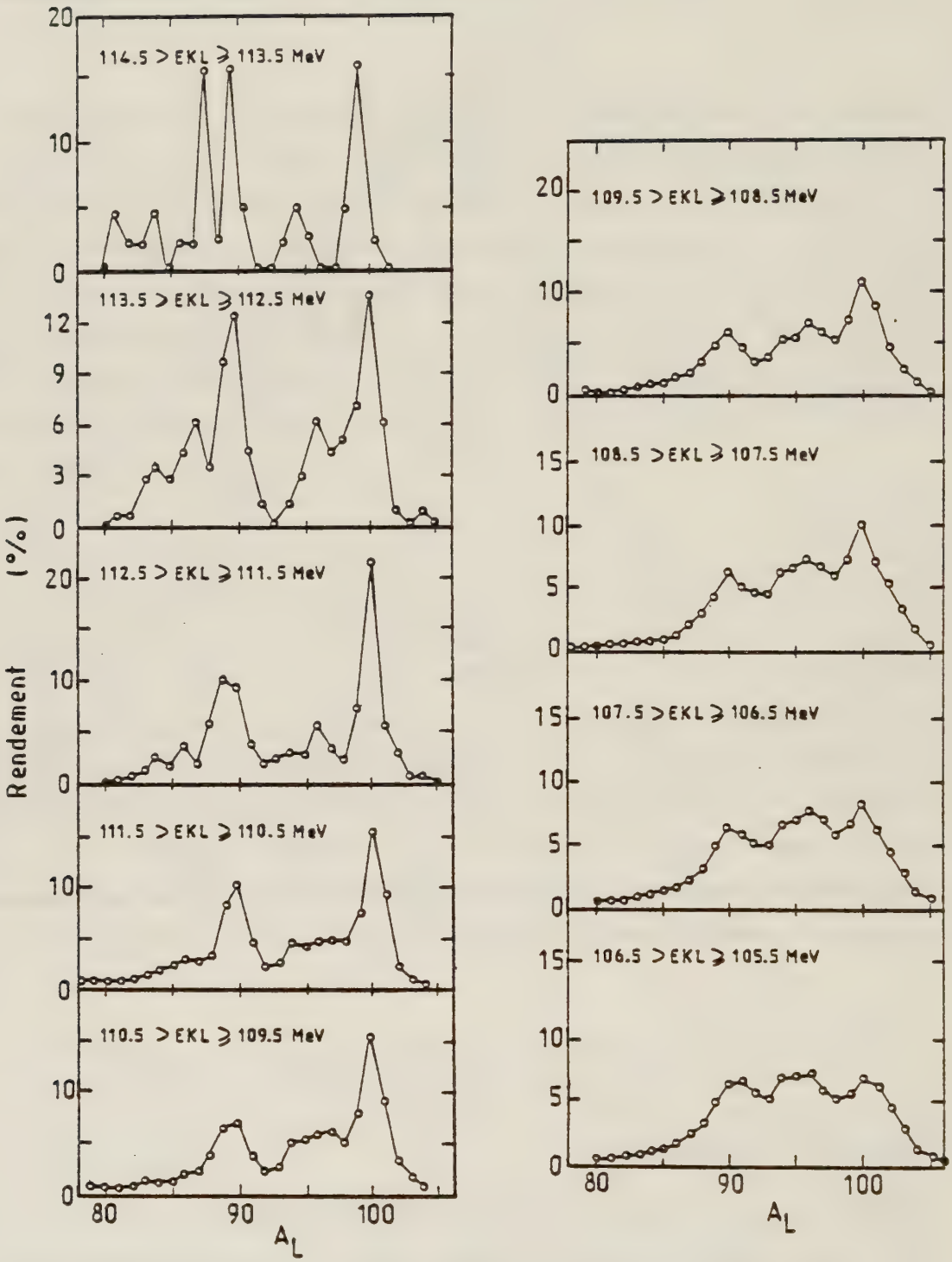


Fig. III.3.

Fission thermique de ^{233}U

Distribution des masses du fragment léger dans des fenêtres placées sur l'énergie cinétique du fragment léger.

^{234}U, sur la figure III.4 pour ^{236}U et sur la figure III.5 pour ^{240}Pu. Pour ^{234}U et ^{236}U, des fenêtres de 1 MeV ont été prises sur EKL dans toute la plage en EKL où la séparation expérimentale des masses était réalisée dans tout le domaine de masses (évènements sans émission de neutrons prompts). Pour le ^{240}Pu, cette plage en EKL est extrêmement restreinte et une seule distribution est présentée. Le rendement de chaque masse est exprimée en % par rapport au nombre d'évènements compris dans la fenêtre en EKL.

Avant de commenter ces résultats, nous allons les comparer à des résultats équivalents mais obtenus par d'autres techniques.

a) Comparaison avec les mesures obtenues par la méthode "de la double énergie"

Les meilleurs résultats ont été obtenus par REISDORF et coll (4) concernant la fission thermique de ^{233}U et ^{235}U et par ASGHAR et coll (5) concernant la fission thermique du ^{239}Pu : les masses sont calculées à partir des énergies cinétiques des fragments mesurées par des détecteurs à semi-conducteur en utilisant la relation :

$$M_H = M_o \times \frac{EKL}{TEK} \qquad M_L = M_o - M_H$$

Compte tenu de la résolution en énergie des détecteurs qui est de l'ordre de 1,5 %, la résolution des masses (largeur à mi-hauteur) est de l'ordre de 1,5 u.m.a, et ceci dans le cas le plus favorable où aucun neutron prompt n'est émis : autrement dit, les masses ne sont pas séparées.

Nous avons pu faire une double comparaison puisque dans notre expérience, nous avions simultanément la distribution des masses à mauvaise résolution (par la méthode de double énergie) et à bonne résolution, (par la méthode de la différence des temps de vol). Cette comparaison est montrée sur la figure III.6 pour ^{234}U et sur la figure III.7 pour ^{236}U pour une fenêtre sur EKL comprise entre 112 et 113 MeV. *Qualitativement les résultats sont les mêmes:* on observe 3 grosses structures. Quantitativement, il y a des différences à la fois sur le pointage des pics et sur les rendements relatifs des grosses structures. Ce dernier point n'est pas sans intérêt dans la mesure où REISDORF et coll (4) avaient cru observer que la prédominance de la masse 134 dans le

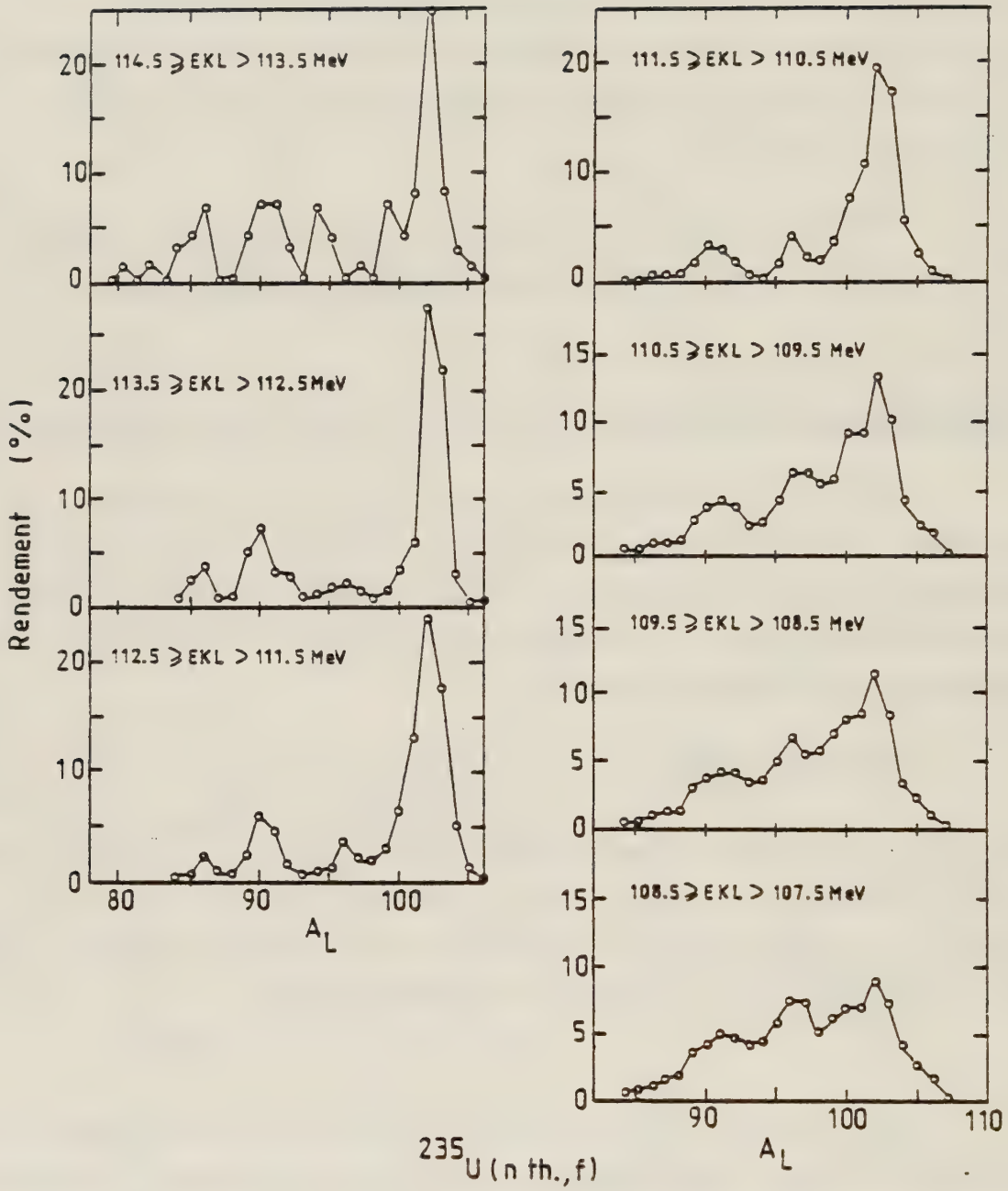


Fig. III.4

Fission thermique de ^{235}U

Distribution des masses du fragment léger dans des fenêtres placées sur l'énergie cinétique du fragment léger.

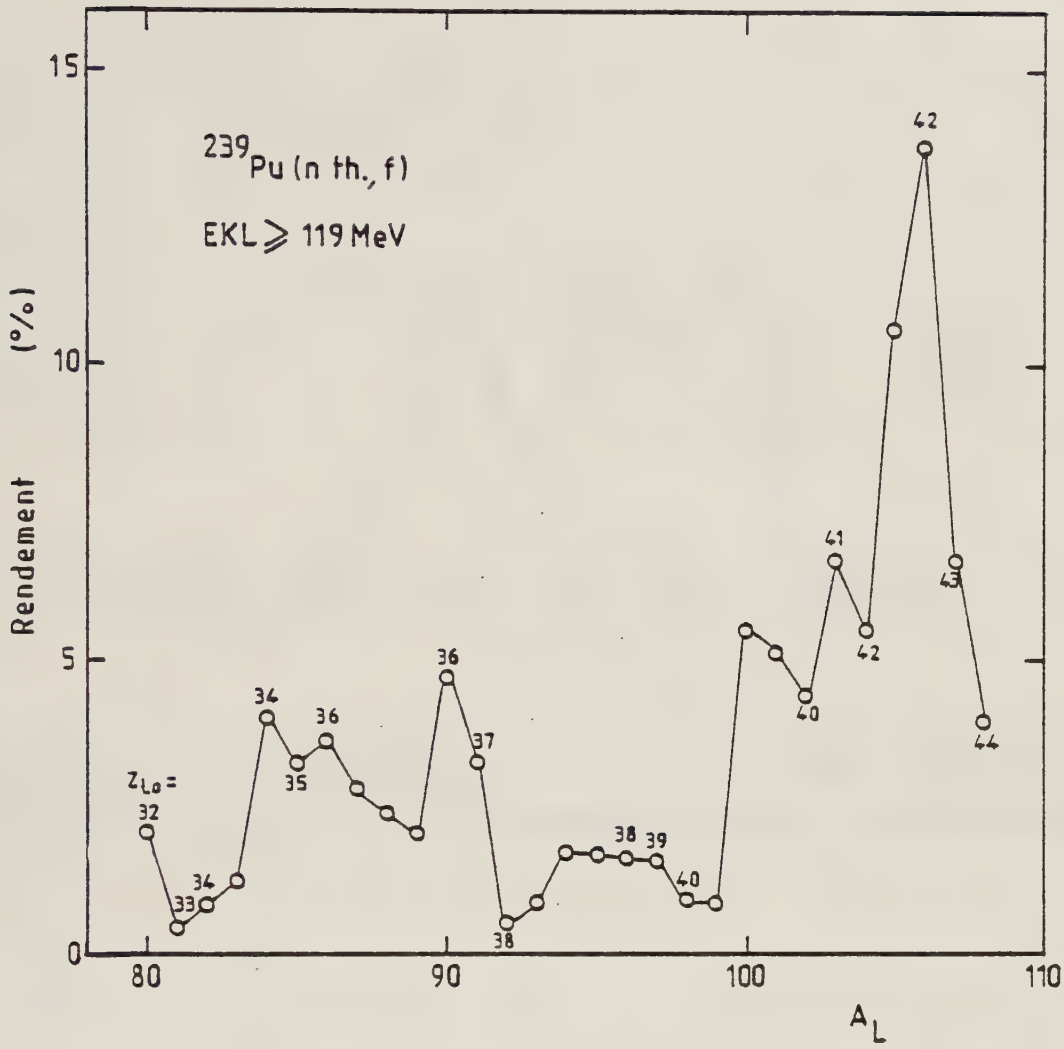


Fig. III.5

Fission thermique de ^{239}Pu

Distribution des masses du fragment léger pour une énergie cinétique du fragment léger supérieure à 119 MeV.

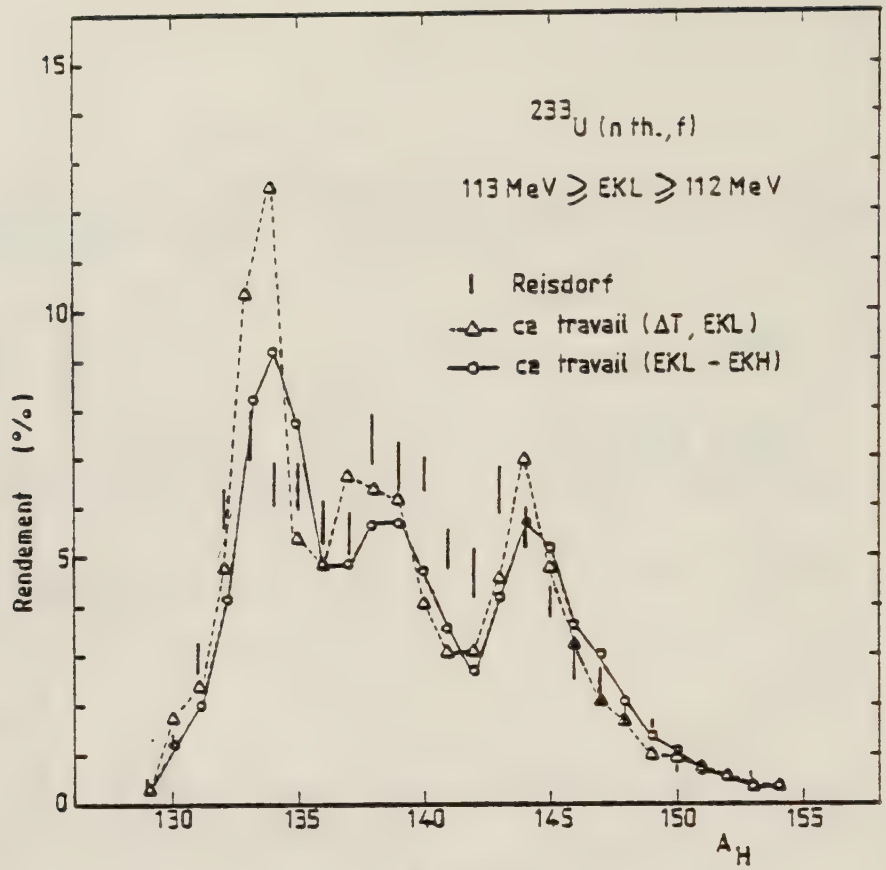


Fig. III.6

Comparaison avec les résultats de Reisdorf (4) de la distribution des masses lourdes pour EKL constante, lorsque les masses sont calculées par la méthode de double énergie et lorsque les masses sont séparées sur le spectre ΔT.

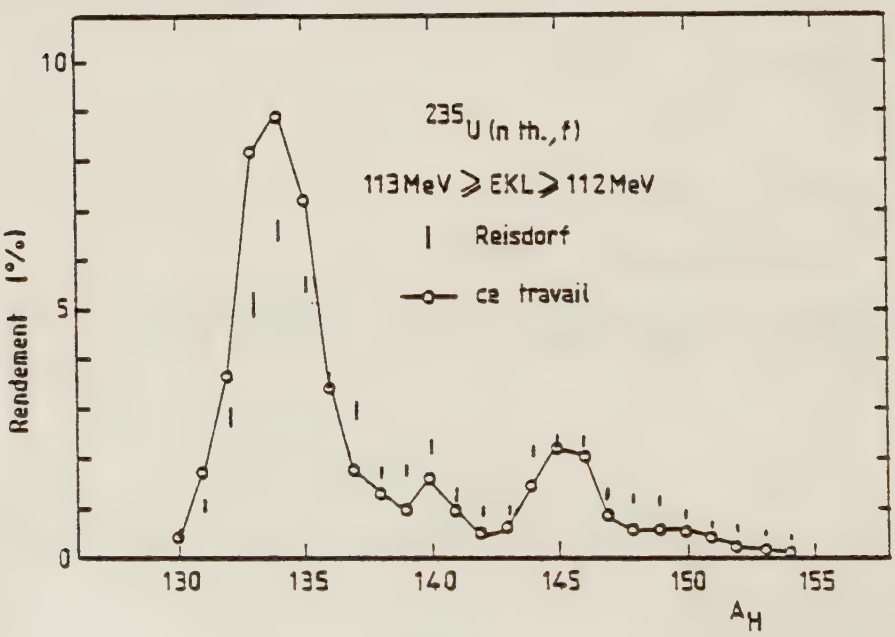


Fig. III.7

Comparaison avec les résultats de Reisdorf (4) de la distribution des masses lourdes pour EKL constante, lorsque les masses sont calculées par la méthode de double énergie

cas de ^{236}U était supprimée dans le cas de ^{234}U : elle est en réalité seulement atténuée et nous verrons dans le chapitre IV les conséquences quant aux interprétations.

L'explication des différences quantitatives est facile à faire ; elles sont liées à la méthode de calibration utilisée qui est sensible à la fois au pointage des valeurs de référence (P_L, P_H) et surtout à l'état d'irradiation des détecteurs au moment où est faite la prise de données. Comme nous l'avons déjà signalé dans le sous-chapitre II.5, nous avons observé sur plusieurs ensembles de données identiques mais pris à des étapes différentes de l'expérience une sur-correction progressive de l'énergie cinétique des fragments par la procédure de SCHMITT, ce qui a pour effet de changer légèrement la fenêtre sur EKL et évidemment le calcul des masses par la méthode de double énergie.

b) Comparaison avec les mesures obtenues avec le séparateur LOHENGRIN

En 1976, une mesure de la distribution des masses des fragments a été faite par le groupe de CLERC dans *une* fenêtre sur EKL placée à 112 MeV dans le cas de la fission thermique de ^{235}U (6,7). Après que les résultats de notre expérience aient été connus, une étude plus systématique des évènements sans neutrons a été entreprise par le groupe de P. ARMBRUSTER sur la fission thermique de ^{233}U. Des résultats ont été présentés aux Journées d'Etudes sur la Fission de l'Alpe-d'Huez en 1980 (8) sur la distribution des masses dans *une* fenêtre sur EKL placée à 110 MeV. Dans le cas de ^{235}U le rendement des masses avait été obtenu pour un seul état de charge ionique (q = 21), alors que pour ^{234}U, les auteurs affirment avoir intégré le rendement sur la distribution des charges ioniques.

La comparaison des résultats obtenus avec le séparateur LOHENGRIN et les résultats de notre expérience est montrée sur la figure III.8 pour ^{234}U et la figure III.9 pour ^{236}U. *L'accord qualitatif est excellent :* toutes les structures coïncident jusque dans les détails, néanmoins quantitativement il subsiste quelques différences dans les rendements relatifs qui dépassent dans certains cas les incertitudes statistiques. Du fait de la grande simplicité de notre expérience, on est tenté de donner

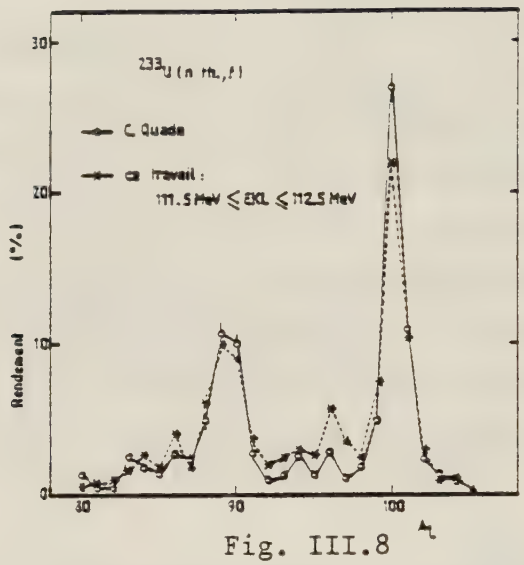


Fig. III.8

Comparaison de la distribution des masses du fragment léger dans une fenêtre placée sur EKL avec les résultats de QUADE et coll (8) obtenus avec LOHENGRIN.

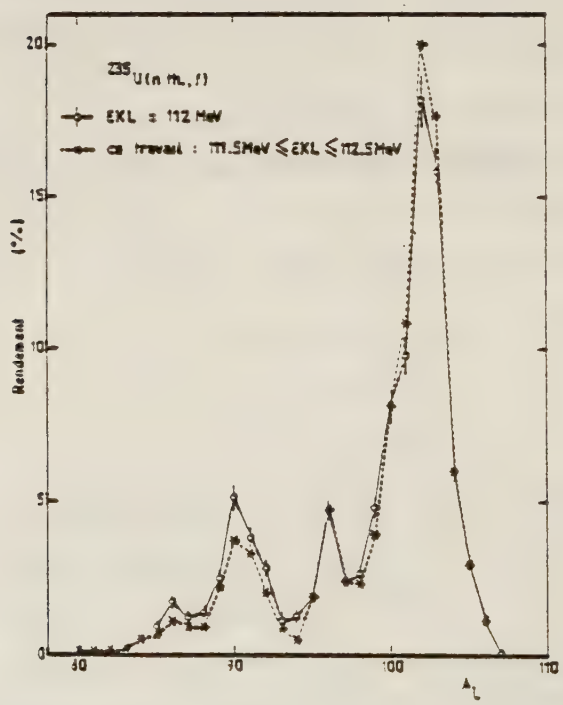


Fig. III.9

Comparaison de la distribution des masses du fragment léger dans une fenêtre placée sur EKL avec les résultats de CLERC et coll (7) obtenus avec LOHENGRIN.

une valeur plus grande à nos résultats. Lorsque l'on regarde en détail les données de CLERC sur ^{236}U, on observe un petit rendement pour les masses 107, 108 et 109 qui ne sont pas vues dans nos données ; or, le calcul de l'énergie d'excitation totale TEX(= $Q_o - E_K$) pour ces évènements donne des valeurs négatives : ils ne peuvent donc pas exister. Cette observation nous amène à la conclusion que les mesures faites avec LOHENGRIN ne sont pas exemptes d'un faible "bruit de fond" qui se révèle très gènant dans la mesure où l'on s'intéresse à des évènements rares tels que ceux à énergie cinétique maximum. Dans notre expérience, cette contamination par des évènements faux existe mais nous avons montré dans le sous-chapitre II.5 qu'ils peuvent être identifiés, donc éliminés, par le fait que notre mesure est sur-dimensionnée.

c) Propriétés mises en évidence

L'observation des distributions des masses en fonction du paramètre EKL (fig. III.3 et 4) confirme les résultats antérieurement publiés (1,4,6) concernant l'existence de structures fines très prononcées dans la région des très hautes valeurs de EKL mais révèle des aspects nouveaux :

- pour les ^{234}U et ^{236}U, il existe non pas 3 mais 4 pics ; ils sont respectivement centrés sur les masses M_L = 86, 90, 96, 102 pour ^{236}U et sur les masses M_L = 84, 90, 96, 100 pour ^{234}U ;

- pour le ^{240}Pu, un pic domine à 106 mais la distribution privilégie également les masses M_L = 84, 90, 96, 100, 103 ;

- pour les 2 uraniums , l'intensité relative des différents pics change très vite avec EKL ;

- enfin, le point le plus important, *les masses impaires restent toujours en compétition avec les masses paires* aussi haute soit placée la fenêtre sur EKL.

3. Distribution des masses des fragments dans une fenêtre placée sur l'énergie cinétique totale des fragments

Les résultats expérimentaux sont présentés sur les figures III.10, 11 et 12 concernant respectivement les ^{234}U, ^{236}U et ^{240}Pu. Sur ces figures

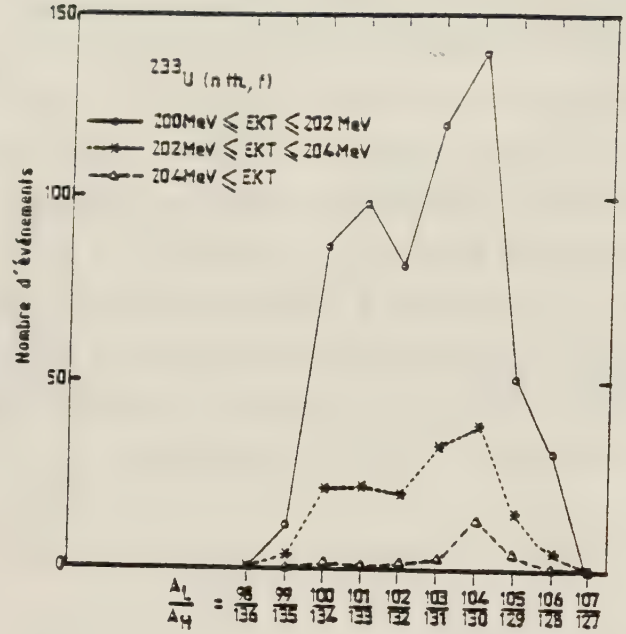


Fig. III.10 : ^{233}U (n.th,f)

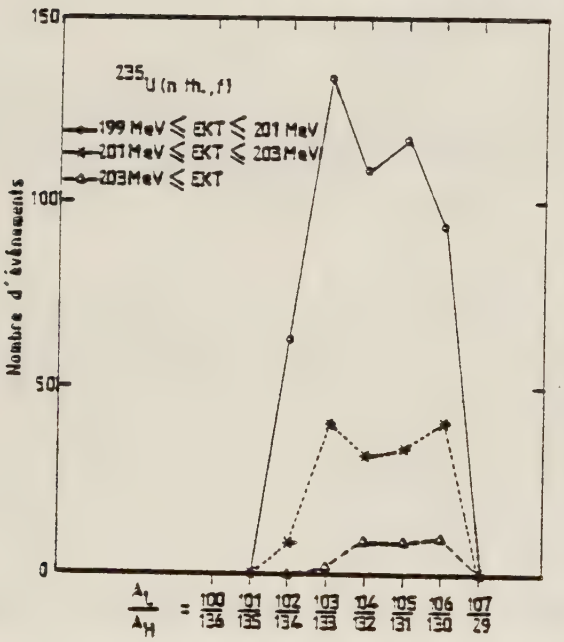


Fig. III.11 : ^{235}U (n.th,f)

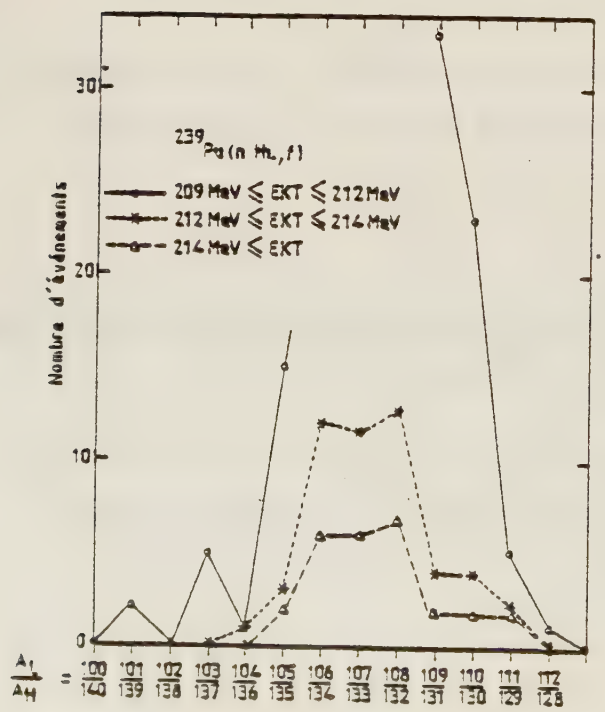


Fig. III.12 : ^{239}Pu (n.th,f)

Distributions des masses des fragments dans des fenêtres placées sur l'énergie cinétique totale.

apparaissent les spectres de masses dans les trois fenêtres les plus élevées de TKE : le nombre d'évènements est porté en ordonnée et on observe le rendement jusqu'à extinction. Ces résultats ne peuvent être comparés à d'autres par manque de données. Des commentaires communs peuvent être faits concernant les 3 ensembles de courbes :

- il s'agit d'une distribution de masses assez large (6 masses pour ^{236}U, 8 masses pour ^{234}U, 10 masses pour ^{240}Pu) ;

- la forme de la distribution est assez bien conservée jusqu'à l'extinction quasi-simultanée de toutes les masses ;

- les masses impaires restent toujours en compétition avec les masses paires, aussi haute soit placée la fenêtre sur TKE : cette observation confirme celle qui avait été faite dans l'autre domaine de masses avec une fenêtre placée sur EKL.

Un point intéressant à bien souligner est que le pic *étroit* centré sur la masse lourde A_H = 134, quand le conditionnement est fait sur EKL, est en fait un artefact puisque, comme on l'observe sur les figures III.10, 11, 12, la fragmentation conduisant à la masse lourde A_H = 134, appartient à un pic très large où elle n'est pas particulièrement privilégiée. Cette remarque n'est pas sans valeur puisque, comme nous le verrons dans le chapitre IV, elle n'avait pas été prise en compte par certains auteurs (4, 6), ce qui les avait conduits à des interprétations erronées.

4. Energie cinétique maximale TKEMAX en fonction du rapport des masses

a) Justification de l'intérêt de TKEMAX

La comparaison significative des rendements des différents modes de fragmentation du système fissionnant, est un problème délicat dont il convient d'en bien voir tous les aspects.

1. Les masses et charges primaires des deux fragments complémentaires doivent être simultanément identifiées.Une distribution de masses contient *implicitement* une intégration, pour chaque masse, de la distribution des charges. Réciproquement, une distribution des charges contient implicitement

une intégration, pour chaque charge, de la distribution des masses. Cette simple réflexion jette à priori une suspicion sur toutes les interprétations faites antérieurement à propos des distributions de charges ou de masses. Par ailleurs, comme nous avons à faire à des masses et charges primaires, deux paramètres suffisent (par exemple la masse A_L et la charge Z_L du fragment léger) puisque la masse A_H et la charge Z_H sont alors définies par les relations

$$A_L + A_H = A_o$$
$$Z_L + Z_H = Z_o$$

(A_o et Z_o sont les nombres de masse et de charge du système fissionnant.)

2. Le paramètre d'énergie *significatif* pour étudier les propriétés de la distribution des fragmentations est l'énergie "libre" totale, qui s'écrit comme la somme de deux termes, EF_L et EF_H, représentant l'énergie d'excitation de chaque fragment à l'instant de la scission, soit sous forme d'énergie cinétique de vibrations ou de rotation, soit sous forme d'excitation de quasi-particules. *Ces termes ne sont pas mesurables* puisque, en général, la majeure partie de l'énergie d'excitation des fragments apparaissant sous forme de neutrons et de gammas prompts provient de l'énergie de déformation des fragments (ED_L et ED_H) à l'instant où les forces nucléaires entre les deux fragments cessent d'interagir. Pour surmonter cette difficulté, nous nous sommes proposé d'effectuer la comparaison entre les différentes fragmentations, lorsque ces termes deviennent nuls, c'est-à-dire de mesurer la valeur de TKE, lorsque le rendement devient nul. D'après les résultats de C. SIGNARBIEUX et coll (9) et de H. NIFENECKER et coll (10) obtenus sur la variance de la distribution de l'énergie d'excitation totale en fonction TKE pour une valeur fixée du rapport des masses, on doit s'attendre à ce qu'à ces valeurs extrêmes de la distribution de TKE, toute l'énergie du système soit figée dans la déformation. Par ailleurs, pour des simples raisons de bilan énergétique, on peut penser que, pour chaque rapport de masses, un rapport de charges *unique* soit sélectionné, celui qui correspond à la valeur du Q de réaction la plus élevée. Cette condition du rendement nul est obtenue, pour chaque fragmentation, aux deux bornes TKEMAX et TKEMIN de la distribution $TKE(A_L, Z_L)$. Dans notre expérience, seule la valeur TKEMAX était accessible du fait de l'exigence de la séparation des masses primaires.

b) Détermination expérimentale de TKEMAX (A_L)

Pour chaque rapport de masses, spécifié par la masse A_L du fragment léger, nous avons tracé la partie haute énergie de la distribution du paramètre X_L (réponse en amplitude du détecteur spécialisé sur la détection du fragment léger). Des exemples sont montrés dans la figure III.13 : pour tous les rapports de masses, la forme de la queue de distribution présente systématiquement une pente assez bien linéaire jusqu'à une cassure où la pente devient nettement plus faible jusqu'à extinction du rendement. Nous avons interprété cette dernière partie (qui s'étend sur une plage équivalente à 2 MeV) comme étant due à la fonction de résolution en énergie du détecteur (largeur à mi-hauteur : 1,6 MeV) et nous avons montré que l'ensemble des mesures était compatible avec l'existence d'une "coupure franche" dans la distribution du rendement à une valeur $X_L MAX$ pour laquelle le rendement ne serait pas nul. Néanmoins, nous avons adopté comme définition de $X_L MAX$ un critère qui fasse le moins appel possible à des manipulations de calcul, qui est l'extrapolation linéaire de la pente du rendement avant la cassure.

Une fois obtenues les valeurs de $X_L MAX(M_L)$, la conversion en $TKEMAX(M_L)$ était obtenue très simplement par la procédure de SCHMITT et la loi de conservation du moment linéaire. A ce point, nous devons insister sur le fait que *seule la précision relative* entre les valeurs de $X_L MAX$ pour des masses M_L consécutives était importante et non les valeurs absolues qui dépendent de la définition de $X_L MAX$. La précision relative sur TKEMAX pour deux valeurs consécutives de M_L était estimée à $\pm$ 0,5 MeV, soit $\pm$ 0,3 %, tandis que l'incertitude sur la valeur absolue était estimée être de l'ordre de 2 à 3 MeV.

c) Données expérimentales sur TKEMAX (A_L) :

Elles sont montrées sur les figures III.14, 15, 16 concernant respectivement les systèmes fissionnants ^{234}U, ^{236}U et ^{240}Pu. Sur les mêmes figures, sont tracées pour comparaison les deux valeurs de Q les plus élevées correspondant chacune, pour chaque rapport de masses, à deux rapports de charges différents, soit Q_o et Q_1.

De l'examen de ces courbes, il ressort que les observations faites précédemment sur les distributions de masses à TKE et EKL constants sont

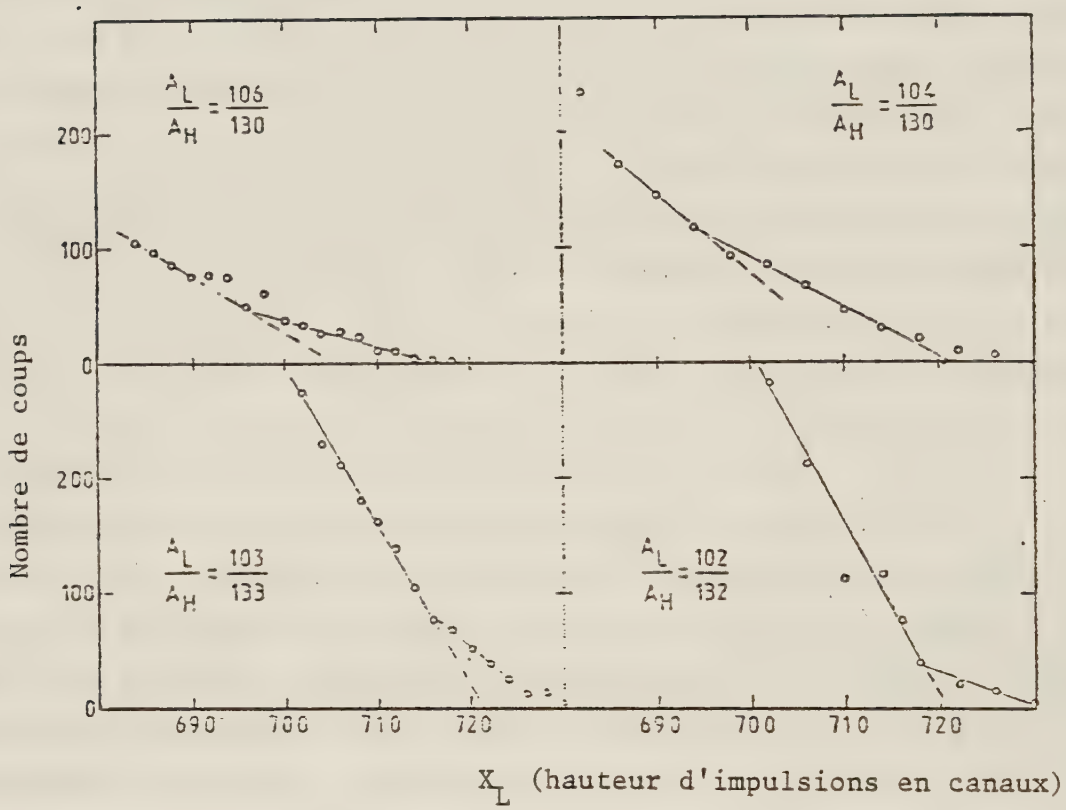


Fig. III.13

Nombre de coups en fonction de X_L (réponse en amplitude du détecteur Au - Si à l'énergie cinétique du fragment léger pour deux rapports de masse des systèmes ^{234}U et ^{236}U).

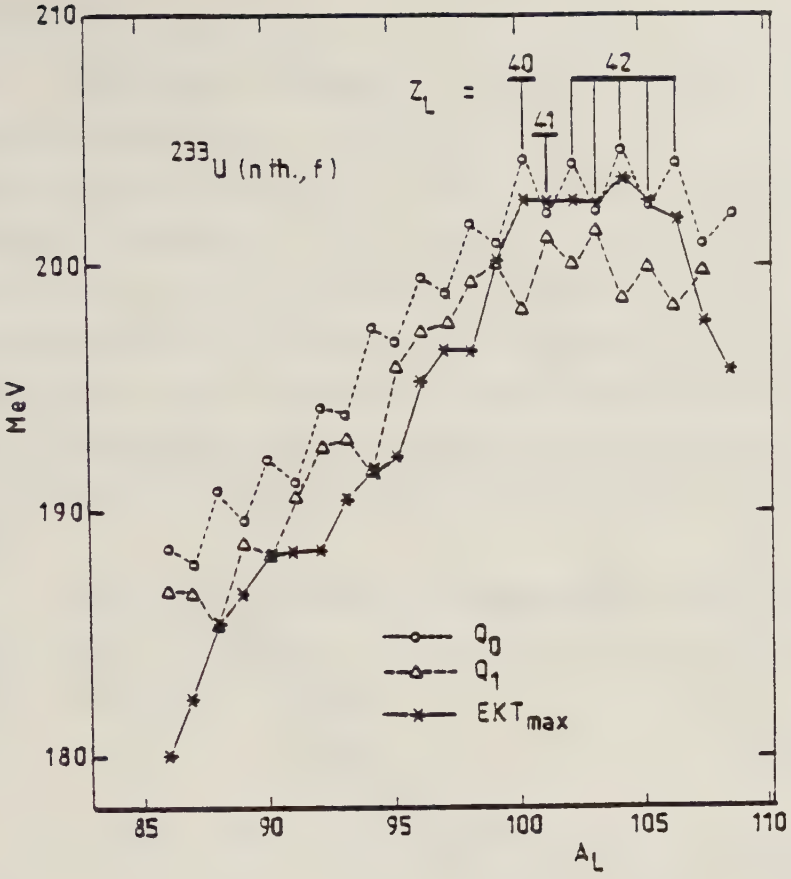


Fig. III.14

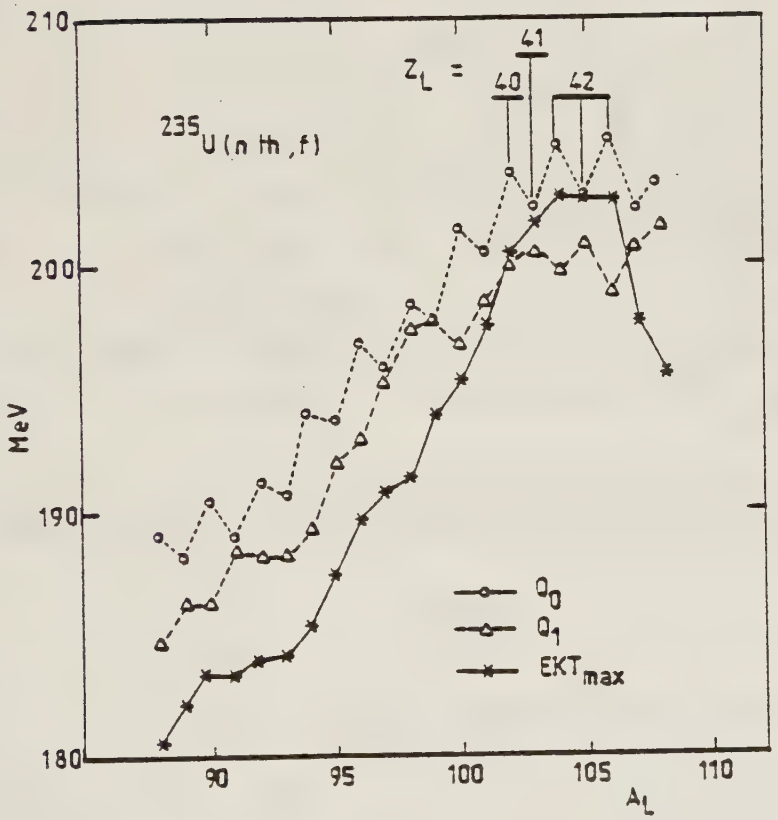


Fig. III.15

Comparaison de la valeur maximum de l'énergie cinétique totale des fragments avec les valeurs Q_o et Q_1 (voir texte) en fonction de la masse du fragment léger. Les rapports de charges indiqués sont identifiés par des considérations sur la valeur de l'énergie.

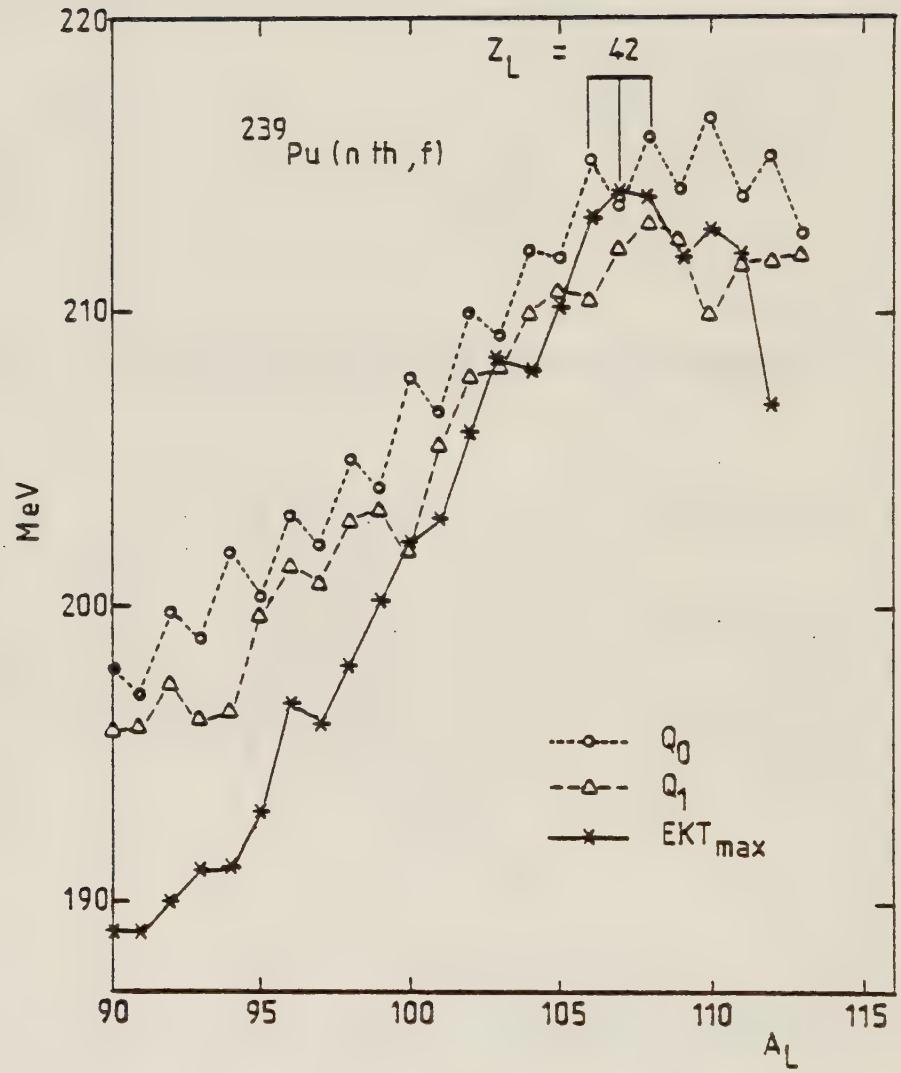


Fig III.16

voir légende figures III, 15 et 16.

retrouvées mais d'une façon plus significative encore :

- les courbes TKEMAX(A_L) pour les 2 uraniums ne montrent *pas d'effet pair-impair systématique*, et ceci est vrai dans tout le domaine des masses, malgré une énergie d'excitation totale portée à son minimum : ce résultat, complètement inattendu si on se réfère à la totalité des publications antérieures apparaît être en contradiction avec l'effet pair-impair très important observé dans les distributions de charges des fragments. En ce qui concerne le ^{240}Pu, les choses sont moins claires mais nous devons insister sur le fait que la séparation des masses était moins bonne que dans le cas des U pour la raison que nous avons dû utiliser une cible nettement plus épaisse (20 µgr/cm au lieu de 5 µgr/cm).

- les courbes TKEMAX(A_L) montrent clairement des oscillations qui sont une autre façon d'indiquer la présence de structures fines dans les distributions de masses.

Une autre observation nouvelle peut être faite qui concerne les trois systèmes : dans une petite région de masse localisée autour de la masse lourde doublement magique A_H = 132, *les valeurs de TKEMAX sont extrêmement proches des valeurs de Q_o et dépassent clairement les valeurs de Q_1* : ceci entraine la conclusion que, dans cette région d'énergie, le système sélectionne une *seule valeur du rapport de charges* pour un rapport de masses donné. Ce résultat méritait toutefois confirmation dans la mesure où l'incertitude sur la valeur absolue des TKEMAX est grande (2 à 3 MeV), de même que l'incertitude sur la valeur absolue de Q_o et Q_1 (de l'ordre de 1 MeV). Cette confirmation était apportée par des *mesures directes* faites par le groupe de CLERC (7) de la distribution des charges nucléaires pour des cas ponctuels de ^{236}U ; ils trouvaient :

A_L		TKE	Z = 40	Z = 41	Z = 42
102	>	> 199	87 %	13 %	0 %
103	>	> 200,5	9 %	82 %	9 %

Compte tenu de la résolution en énergie due à l'épaisseur relativement grande de la cible (40 µgr/cm2), nous estimons que la preuve expérimentale est faite de la sélectivité des charges aux valeurs les plus élevées de TKE.

Sur la base du bilan énergétique ($Q_o \leqslant TKE \leqslant Q_1$), nous avons donc fait des attributions de charges aux différents rapports qui remplissaient cette condition. Sur les figures III.14, 15, 16 sont indiqués les rapports de charges sélectionnés.

Par ailleurs, l'existence de ces évènements ayant une énergie d'excitation totale très voisine de zéro, implique que les configurations de scission associées sont nécessairement constituées de deux fragments dans des états proches de leur état fondamental, à la fois en énergie de déformation et en énergie d'excitation. Nous leur avons donné le nom de "*fragmentations froides*".

La systématique de ces fragmentations froides dans les trois systèmes fissionnants étudiés fait apparaître une propriété d'un grand intérêt concernant les nombres des neutrons dans les deux fragments complémentaires. Puisque dans cette région d'énergie cinétique, masses et charges des fragments sont identifiés les nombres de neutrons N_L et N_H le sont aussi ; nous avons indiqué dans le tableau suivant les rapports N_L/N_H des fragmentations froides en marquant par des lignes pointillées les frontières hors desquelles les valeurs TKEMAX s'éloignent brutalement des valeurs Q_o :

^{234}U $\frac{N_L}{N_H}$ =	$\frac{59}{83}$	$\frac{60}{82}$	$\frac{60}{82}$	$\frac{60}{82}$	$\frac{61}{81}$	$\frac{62}{80}$	$\frac{63}{79}$	$\frac{64}{78}$	$\frac{65}{77}$
^{236}U $\frac{N_L}{N_H}$ =	$\frac{61}{83}$	$\frac{62}{82}$	$\frac{62}{82}$	$\frac{62}{82}$	$\frac{63}{81}$	$\frac{64}{80}$	$\frac{65}{79}$		
^{240}Pu $\frac{N_L}{N_H}$ =	$\frac{63}{83}$	$\frac{64}{82}$	$\frac{64}{82}$	$\frac{64}{82}$	$\frac{65}{81}$				

Il ressort de la comparaison que la coupure du côté des masses asymétriques est liée clairement à la transition 82 - 83 de N_H et que la coupure du côté des masses symétriques est liée à la transition 64 - 65 de N_L. L'interprétation de ces transitions est tout à fait évidente : il s'agit d'une *transition de la forme de ces noyaux* dans leur état fondamental. La transition 82 - 83 a été particulièrement bien mise en évidence par M. EPHERRE et coll (11) dans une mesure systématique de la masse des isotopes du Cs : sur la figure III.17b sont montrés leurs résultats expérimentaux concernant l'énergie de

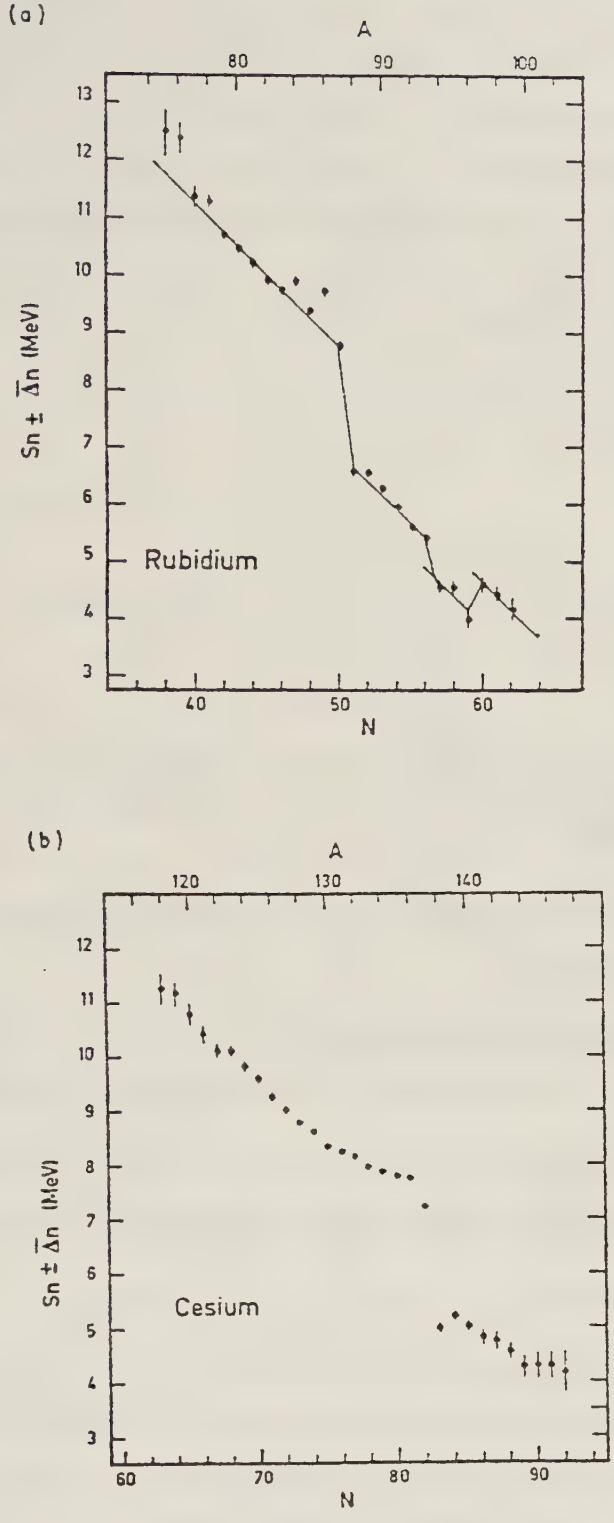


Fig. III.17

Energie de séparation d'un neutron Sn corrigé de l'énergie d'appariement moyenne $\overline{\Delta}_n$ calculée à partir de la courbe S_n lissée, d'après EPHERRE et coll (11)

(a) Isotopes du Ribidium.
(b) Isotopes du Caesium.

séparation S_n d'un neutron corrigée de l'énergie d'appariement moyenne des neutrons Δ_n - la transition 82 - 83 est tout à fait spectaculaire. Les mêmes auteurs ont également mesuré le même paramètre pour les isotopes du R_b (fig. III.17a) où est observée en plus de la transition 50 - 51 une transition pour N = 60. Des calculs introduisant les effets de couches selon la prescription de STRUTINSKY ont montré (12) que dans la région (60 - 64) les noyaux possédaient une déformation allongée. Il apparaît sur le tableau précédent que c'est précisément la région de masses légères dans laquelle existent des fragmentations froides.

5. Conclusion

Les données expérimentales de cette expérience concernaient la distribution des masses des fragments dans la région des très hautes valeurs de l'énergie cinétique totale des fragments. Elles avaient quatre mérites :

- elles concernaient les masses primaires des fragments (évènements sans neutrons prompts) ;

- la résolution expérimentale permettait de séparer quasi-totalement deux masses consécutives ;

- la mesure des rendements relatifs des différentes fragmentations en masse était obtenue par une mesure multiparamétrique donc autonormalisée ;

- les systèmes fissionnants ^{234}U, ^{236}U et ^{240}Pu étaient étudiés avec le même appareillage par simple changement de cibles fissiles.

Quand ces données expérimentales ont pu être comparées à des données antérieurement publiées, l'accord qualitatif et même quantitatif était bon : les structures fines dans les distributions de masses conditionnées par la valeur de l'énergie cinétique du fragment léger ont été retrouvées et précisées. Elles ont en outre révélé un certain nombre de propriétés nouvelles concernant les distributions finales des fragments :

- pas d'effet pair-impair systématique sur les distributions des masses pour les valeurs les plus élevées de l'énergie cinétique ;

- existence de fragments avec des charges impaires en compétition avec des fragments de charges paires jusqu'aux valeurs les plus élevées de

l'énergie cinétique ;

- existence dans un domaine restreint de masses centré sur la masse lourde doublement magique A_H = 132 de fragmentations dont l'énergie cinétique totale emportée par les fragments épuise la quasi-totalité du Q de réaction : ces fragmentations possédant une énergie d'excitation très faible sinon nulle ont été appelées "fragmentations froides" ;

- ces fragmentations froides sont composées, dans les trois systèmes étudiés, d'un fragment lourd sphérique avec $N_H \leqslant 82$ et d'un fragment léger $60 \leqslant N_L \leqslant 64$ (ces deux inégalités produisent, à très haute énergie cinétique une zone froide de 7 unités de masses pour ^{234}U, 5 unités de masses pour ^{236}U et 3 unités de masses pour ^{240}Pu).

6. Références

(1) W.M. GIBSON, T.D. THOMAS and G.L. MILLER, Phys. Rev. Lett. 7, 2 (1961) 65.

(2) J.P. UNIK, J.E. GINDLER, L.E. GLENDENIN, K.F. FLYNN, A. GORSKI and R.K. SJOBLOM, Proc. Of Symp. on Physics and Chemistry of Fission Rochester 1973 (IAEA, Vienna, 1974) Vol II, p.19.

(3) D.C. HOFFMAN, Proc. of Symp. on Physics and Chemistry of Fission Jülich 1979 (IAEA, Vienna, 1980) vol.II, p.275.

(4) W.N. REISDORF, J.P. UNIK and L.E. GLENDENIN, Nucl. Phys. A205 (1973) 258.

(5) M. ASGHAR, F. CAITUCOLI, B. LEROUX, M. MAUREL, P. PERRIN et G. GARREAU, Nucl. Phys. A341 (1980) 327.

(6) H. WOHLFARTH, W. LANG, H.G. CLERC, H. SCHRADER, K.H. SCHMITT and H. DANN, Phys. Lett. 63B, 3 (1976) 275

(7) H.G. CLERC, W. LANG, H. WOHLFARTH, K.-H. SCHMITT, Proc. of Conf. on Nuclei far from Stability, Cargèse 1975 (CERN 76-13), Genf,1976) p.509.

(8) U. QUADE, P. ARMBRUSTER, H.G. CLERC, F.GONNENWEIN et D. ENGELHART, Journées d'études sur la fission, Alpe d'Huez, 1980, non publié.

(9) C. SIGNARBIEUX, R. BABINET, H. NIFENECKER et J. POITOU, Proc. of Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 1973 (IAEA, Vienna 1974)p179.

(10) H. NIFENECKER, C. SIGNARBIEUX, R. BABINET et J. POITOU, P.S.P.C.F., Rochester, 1979 (IAEA, Vienna, 1974) p.117.

(11) M. EPHERRE, G. AUDI, C. THIBAULT, R. KLAPISCH, G. HUBER, F. TOUCHARD and H. WOLLNICK, Phys. Rev. C 19, 4 (1979) 1504.

(12) I. RAGNARSSON and S.G. NILSSON, Phys. Rev. 45 (1978) 1.

CHAPITRE IV

INTERPRETATION DES RESULTATS

1. Rappel historique sur l'interprétation des structures dans les distributions de masses et de l'effet pair-impair dans les distributions de charges

Pendant longtemps les structures fines des distributions de masses ont été observées sur des données qui étaient affectées d'une mauvaise résolution en masse : aussi seule une périodicité d'environ 5 u.m.a. était reconnue entre les différents pics. Tous les auteurs notaient que la position de ces pics était corrélée avec les charges paires des fragments. THOMAS et VANDENBOSCH (1) donnaient une première interprétation se fondant sur le fait que les valeurs du Q de réaction sont systématiquement plus élevées pour les fragmentations en deux noyaux pair-pair. Sur la figure IV.1 sont montrées la distribution des masses pour une valeur de EKL = 107 MeV et, pour comparaison, l'énergie d'excitation totale telle qu'ils la calculaient à partir des tables de masses de CAMERON et SEEGER : une corrélation évidente était ainsi établie. Donc, sur la base de simples considérations énergétiques, une "préférence" pour la formation de noyaux doublement pairs(A pair, Z pair) était attendue dans la fission à basse énergie d'un noyau fissionnant doublement pair.

Toutefois, comme les structures persistent, bien que progressivement atténuées, lorsque l'énergie cinétique diminue (c'est-à-dire l'énergie d'excitation augmente) - figure IV.2 - tous les auteurs étaient conscients qu'il était nécessaire d'imaginer qu'à la scission, *l'essentiel* de l'énergie disponible est figée sous forme d'énergie de déformation ; ce point de vue était d'ailleurs conforté par un modèle de configuration de scission formé de *deux fragments déformés* (2) pour expliquer la courbe "en dent de scie" de $\bar{\nu}(A_F)$ - nombre moyen de neutrons prompts émis par fragments et le "dip" dans la valeur moyenne de TKE dans la région des masses symétriques.

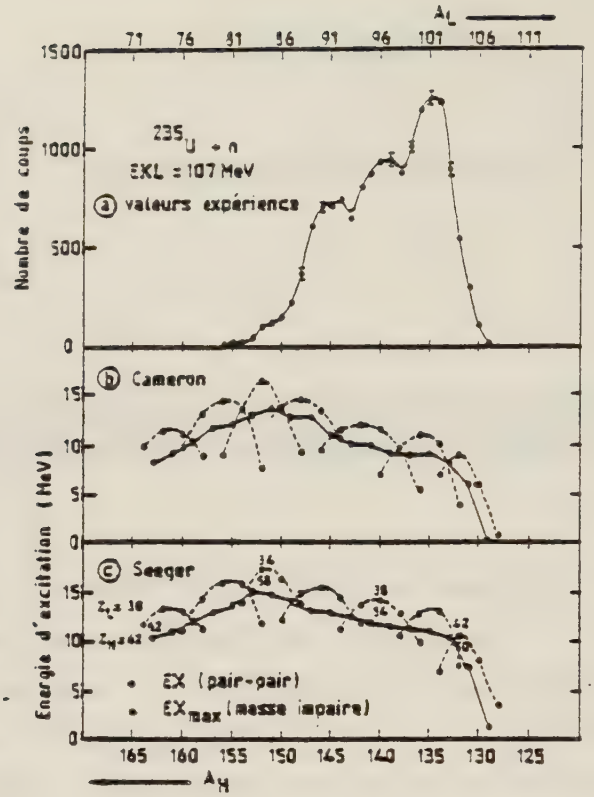


Fig. IV.1

Comparaison faite par THOMAS et VANDENBOSCH (1) entre les structures fines de la distribution des masses à haute énergie cinétique et les valeurs d'énergie d'excitation totale calculées comme la différence (Q - TKE).

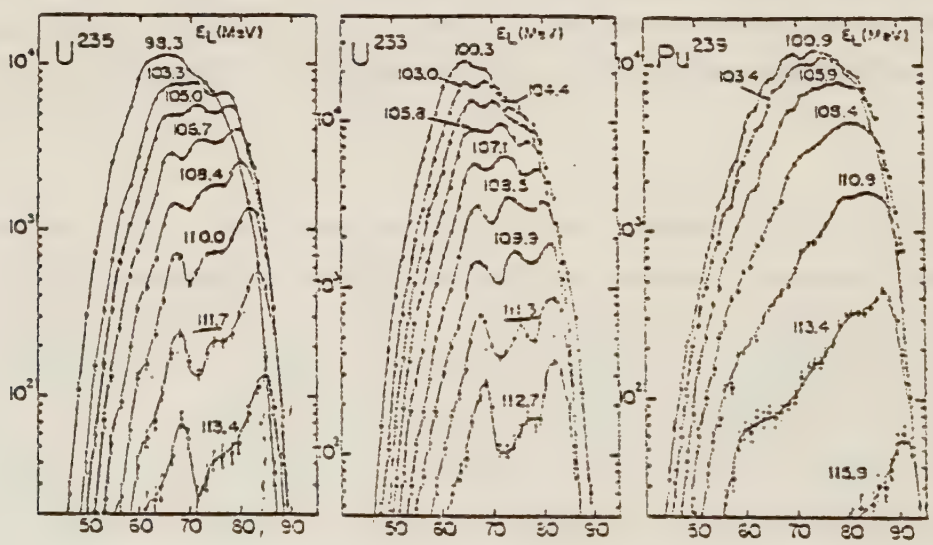


Fig. IV.2

Structures fines dans les distributions de masses en fonction de l'énergie cinétique du fragment léger (réf. 1).

Le rôle privilégié joué par les propriétés de structure nucléaire des fragments pour expliquer la distribution des fragmentations dans la fission induite à basse énergie était parfaitement reconnu et une "fragment shell theory" s'élaborait stimulée par la méthode de correction des couches de l'énergie potentielle de déformation des noyaux proposée par STRUTINSKY (3) en 1968. Des calculs impressionnants étaient réalisés dans cette direction par WILKINS et coll(17) à partir d'un modèle *statique* de fission fondé essentiellement sur les propriétés des surfaces de l'énergie potentielle totale du système au point de scission et sur l'hypothèse d'un *équilibre statistique* entre les degrés de liberté collectifs au point de scission. L'allure générale des distributions des masses, charges, énergies cinétiques des fragments était bien reproduite pour un grand nombre de systèmes fissionnants allant de Po au Fm.

Toutefois, à la fin des années 60, la mise en évidence par des radiochimistes d'un effet pair-impair considérable sur la distribution des charges des fragments allait donner naissance à une orientation fondamentalement différente à l'interprétation dynamique du processus de fission: la préférence très marquée pour les fragmentations en charges paires (fig. IV.3) est alors reçue comme la preuve que le nombre de paires de protons brisées au cours du processus est faible, autrement dit, la superfluidité de ces systèmes pair-pair au point selle est partiellement préservée jusque, et y compris, à la scission. Dans cette perspective, la proportion de paires de neutrons brisées devrait également être faible, puisque l'énergie d'appariement des protons et des neutrons n'est pas très différente.

En 1976, la première mesure de la distribution des masses primaires à très haute énergie cinétique était faite par le groupe de CLERC (4) : aucune préférence pour les masses paires n'était observée ainsi que l'on peut le voir sur la figure IV. 4; bien plus, la masse A_L = 103 avait un rendement exhalté comparable à la masse A_L = 104 et la charge était clairement identifiée comme une charge impaire Z_L = 41. Pourtant, les auteurs calculaient un effet pair-impair sur le nombre de neutrons de l'ordre de 10 % et concluaient dans le sens du "caractère faiblement dissipatif" de la fission thermique de ^{235}U.

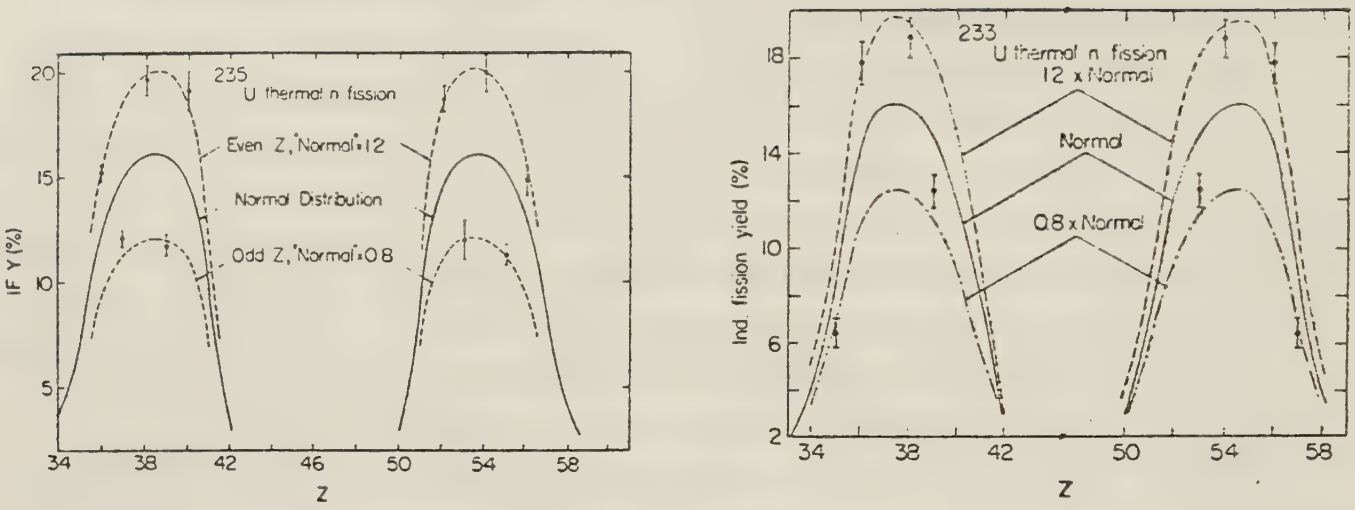


Fig. IV.3

Distribution des charges des fragments dans la fission thermique de ^{233}U et ^{235}U par AMIEL et FELDSTEIN (Phys. Rev.C 11, 3 (1975) 875).

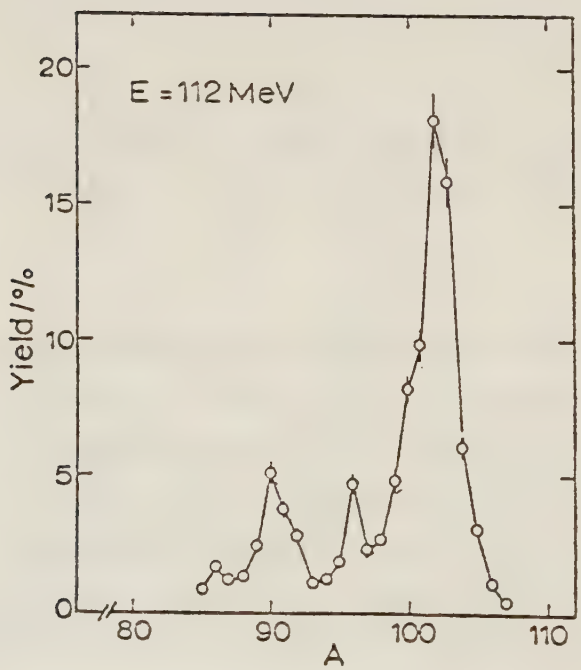


Fig. IV.4

Distribution des masses du fragment léger dans une fenêtre d'énergie cinétique EK = 112 MeV (Réf. 4).

Dans un rapport sur l'ensemble de la question, présenté à la Conférence de Jülich de 1979, NIFENECKER et coll (5) montraient que la préférence pour la formation des fragments de charge paire dans la fission à basse énergie *implique* que le mode de fission est faiblement couplé à l'excitation de quasi-particules, ce qui est en contradiction avec le modèle statistique. L'existence d'effets pair-impair dans les énergies cinétiques des fragments *implique* aussi que le nombre d'excitations de quasi-particules est petit, voire évanescent. Néanmoins, les variations de l'énergie cinétique des fragments, avec l'énergie d'excitation du système fissionnant, ainsi que les résultats fournis par la fission accompagnée de l'émission d'une particule α montrent que la fission est un processus lent, ce qui est en contradiction avec la théorie dynamique adiabatique. Les auteurs montraient que le modèle thermodynamique proposé par NOREMBERG (6) était compatible avec toutes les données expérimentales existantes.

Notons toutefois, pour conclure cette introduction, les réflexions de WILKINS et coll (17) qui ont exploité avec succès le modèle de NOREMBERG : "le modèle statique du point de scission *implique* que la dynamique du processus dans le parcours du point-selle au point de scission *ne joue pas un rôle majeur* dans la détermination des distributions des fragments ou conduirait aux mêmes résultats".

2. Réflexions sur l'existence des fragmentations froides

Un des résultats majeurs obtenus dans nos expériences est la mise en évidence que dans un petit domaine de masses des fragments, centré sur la masse lourde $A_H = 132$, la distribution de TKE s'étend du côté des hautes valeurs jusqu'à proximité des valeurs Q de réaction. Certes, l'incertitude reste grande puisque les valeurs absolues de TKE et de Q sont entachées d'une incertitude de quelques MeV ; mentionnons toutefois que, pour les masses impaires, la valeur mesurée de TKEMAX se trouve être exactement égale à la valeur Q calculée d'après les tables de GARVEY et coll (7). Nous n'attacherons pas dans la suite une valeur particulière au fait que TKEMAX $\cong$ Q. Beaucoup plus intéressante est l'observation que ces configurations "froides" sont systématiquement associées à un nombre de neutrons du fragment lourd $N_H \leqslant 82$ et à un nombre de neutrons du fragment léger $60 \leqslant N_L \leqslant 64$. Or il est maintenant parfaitement établi aussi bien par la systématique des premiers états collectifs des

noyaux (8) et que par les calculs du type STRUTINSKY (9) que nous avons à faire à des *effets de couches jouant sur la déformation et la déformabilité des fragments :* des fragments lourds sphériques et rigides et des fragments légers déformés d'une façon "prolate" et mous. Les fragmentations "froides" proviennent donc de configurations de scission où un des deux fragments, le léger, est déformé. On peut comprendre qualitativement la nécessité de cette déformation dans la mesure où l'énergie coulombienne mutuelle des deux fragments ne doit pas excéder le Q de réaction. Etant donné que les noyaux légers avec $60 \leqslant N_L \leqslant 64$ obtiennent cette nécessaire déformation sans dépenser d'énergie, éventuellement en en gagnant, on comprend que le système peut "s'arranger" pour maximiser l'énergie coulombienne : c'est la limite thermodynamique dans l'espace des déformations des deux fragments. En généralisant cette réflexion à tous les modes de fragmentations, spécifiés par la masse M_L et la charge Z_L du fragment léger, on est amené à conclure que les valeurs TKEMAX (A_L, Z_L) sont obtenues pour les *configurations de scission les plus compactes* où toute l'énergie disponible est stockée en énergie coulombienne : d'où le nom de fragmentations froides.

Il ressort de cette argumentation deux conclusions évidentes :

- les limites thermodynamiques de l'espace de phases du système sont effectivement peuplées ce qui signifie que *la totalité de l'espace des phases à la scission est envahie* : c'est un argument très fort en faveur d'un équilibre statistique à la scission (au moins entre tous les degrés de liberté collectifs du système).

- les valeurs TKEMAX (A_L,Z_L) sont modulées par les *propriétés de structure des fragments* (effets de couches) à travers leur forme à l'équilibre et leur déformabilité et également par les effets d'appariement des nucléons à travers l'énergie de masse des fragments .

Pour étudier de façon plus quantitative si les propriétés des fragments primaires peuvent rendre compte des structures fines de la distribution des masses à haute énergie cinétique, nous avons été amenés à faire des calculs à partir d'un modèle représentatif des configurations de scission les plus compactes. Dans ce modèle, l'énergie de déformation des noyaux (fragments de

fission) a été calculée en fonction de leur déformation. Nous avons tenté de voir si les noyaux de A pair étaient systématiquement plus rigides que les noyaux de A impair : ceci dans le but d'expliquer l'effacement de l'effet pair-impair observé dans nos données expérimentales dans la région des configurations froides.

3. Présentation d'un modèle pour les configurations de scission les plus compactes

Ce modèle vise à représenter une *configuration de scission complètement froide* dans le sens où l'énergie d'excitation des deux fragments complémentaires est uniquement engagée dans la déformation, donc sans excitation collective ou de quasi-particules. Dans ces conditions, la configuration de scission la plus compacte sera obtenue pour une fragmentation en deux noyaux de masses A_L et A_H et de charges Z_L et Z_H, par la relation :

$$EC_{max} + (ED_L + ED_H)_{min} = Q\ (A_L,\ Z_L,\ A_H,\ Z_H)$$

où EC est l'énergie coulombienne d'interaction mutuelle qui apparaîtra sous forme d'énergie cinétique totale TKE des deux fragments à l'infini ; ED_L et ED_H sont les énergies de déformation des deux fragments. Notons qu'une hypothèse supplémentaire est faite concernant l'énergie cinétique des deux fragments au moment de la scission : elle est supposée nulle.

a) Calcul de l'énergie de déformation des noyaux en fonction de la déformation

Nous pouvons faire deux remarques préliminaires :

- ayant à faire à des configurations de scission les plus compactes, la déformation des fragments ne sera jamais très importante : on peut espérer dans ces conditions que les incertitudes de calcul resteront faibles ;

- la forme des fragments sera prise ellipsoïdale : nous n'aurons donc qu'un paramètre β pour spécifier la déformation.

Le calcul a été conduit selon la prescription de STRUTINSKY (10, 3) dans laquelle l'énergie de goutte liquide a été calculée à partir des formules

de MYERS et SWIATECKI (11), les corrections de couches ont été introduites à partir de l'hamiltonien de particules indépendantes dans un puits déformé de NILSSON (12, 13) et les corrections d'appariement à l'aide de la méthode BCS (14). La méthode et le détail des calculs sont exposés dans l'appendice A.

Dans l'appendice B , nous présentons un certain nombre de résultats de calculs concernant l'influence respective des corrections de couches et d'appariement pour le système neutrons et le système de protons sur l'énergie de déformation ED(Z,N,ε) de certains noyaux soit dans la zone des noyaux mous, soit dans la zone des noyaux magiques. Nous montrons à titre d'exemple les résultats obtenus pour 3 noyaux de Z = 42 : ^{106}Mo, ^{107}Mo et ^{108}Mo (fig.IV.5) et 3 noyaux de Z = 43 : ^{106}Tc, ^{107}Tc et ^{108}Tc (fig. IV.6). La première constatation concerne la déformation de l'état fondamental qui est obtenue pour une valeur de ε de 0,25 à 0,30. La diminution de l'énergie du noyau entre la forme sphérique et la forme prolate d'équilibre est égale à environ 2 MeV. L'effet pair-impair sur ED dépend de ε. Pour les Mo, la différence pair-impair sur ED est égale à 1,3 MeV pour ε = 0 et de 0,8 MeV pour ε = 0,3. Pour les Tc, la différence est de 1,4 MeV pour ε = 0 et 0,7 MeV pour ε = 0,3.

Récemment, EPHERRE et coll (15) ont mesuré les valeurs absolues des masses des Ru et trouvé que pour les isotopes riches en neutrons, la différence pair-impair des masses était de l'ordre de 0,6 MeV. Cela montre bien que l'effet pair-impair n'est pas constant et mérite d'être étudié en détail.

b) Calcul de l'énergie coulombienne d'interaction entre deux noyaux sphéroïdaux

Elle est calculée à partir de la formule :

$$EC = \frac{Z_L \times Z_H}{D} f(e_1, e_2)$$

où Z_L et Z_H sont les charges des deux fragments, $f(e_1 e_2)$ un facteur de forme compris entre 1 et 1,1 représentant la différence entre l'interaction coulombienne de deux sphéroïdes d'excentricité e_1 et e_2 et celle de deux points-charge séparés par une distance D (16). La distance D est obtenue par la

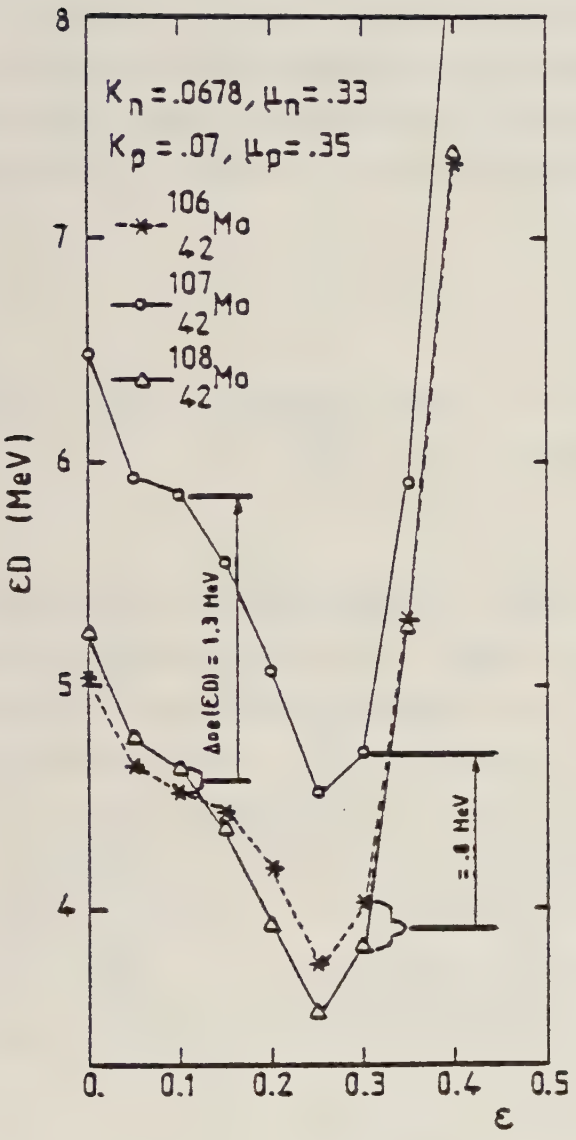


Fig. IV.5

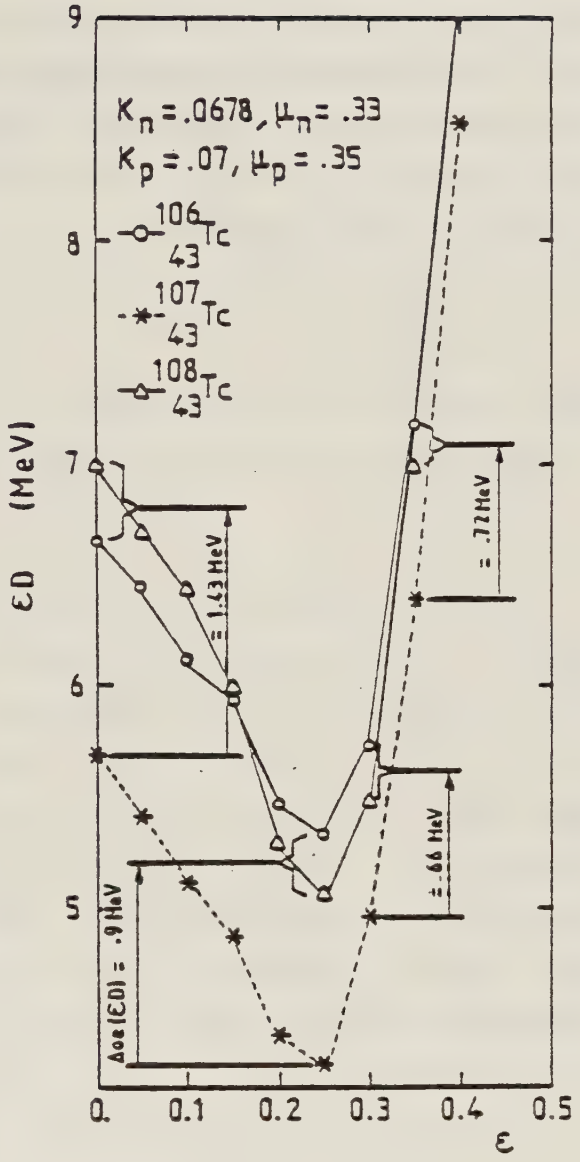


Fig. IV.6

Energie de déformation en fonction d'une déformation ellipsoïdale (les valeurs K, μ sont des constantes du modèle de NILSSON).

formule :

$$D \cong 1{,}249 \left[A_L^{1/3} + A_H^{1/3} \right] + d$$

où d est la distance minimum entre les bords des deux fragments. Cette distance d est le seul paramètre libre du modèle. Dans les calculs de WILKINS et coll (17) une valeur de d = 1,4 fm avait été utilisée, mais dans leurs conclusions, les auteurs considéraient qu'un choix de 2 fm aurait été meilleur pour rendre compte des données expérimentales. Les configurations froides mises en évidence dans nos expériences permettaient une évaluation assez précise de cette distance d. Dans cette gamme de fragmentations, la variation de EC(MeV) en fonction de d en fermis est :

$$\frac{d(E_c)}{d(d)} \cong 15{,}5 \text{ MeV/fm}$$

étant donné que la résolution sur les valeurs TKEMAX mesurés est de $\pm$ 1,6 MeV, la précision obtenue sur d sera de l'ordre de $\pm$ 0,1 fm.

Nous avons choisi un certain nombre de fragmentations froides pour calculer cette distance avec l'hypothèse extrême que les deux fragments avaient leur déformation de l'état fondamental ; nous donnons comme exemple la fragmentation ($^{102}_{42}Mo$, $^{130}_{50}Sn_{80}$) obtenue dans la fission de ^{234}U : nous savons que le noyau $_{50}Sn_{80}$ est sphérique et que le noyau $_{42}Mo_{62}$ a une déformation ε de l'ordre de 0,3. Sur la figure IV.7, nous montrons les variations de EC en fonction de d pour 3 valeurs de ε : la condition de EC = Q = 204 MeV conduit à une valeur de 2 fm pour ε = 0,3 et une fluctuation de $\pm$ 0,15 fermi pour une fluctuation de ε de $\pm$ 0,05. Nous avons adopté dans tous nos calculs la valeur de d = 2 fermis.

Nous voudrions à ce stade faire une observation assez triviale mais qui peut aider à interpréter les structures fines observées dans la distribution des masses pour les valeurs élevées de EKL : c'est le *caractère discret* du produit $Z_L \times Z_H$ dans le calcul de EC (alors que l'on s'attend à une valeur fixe de d et à une valeur du facteur de forme qui varie lentement). Typiquement, lorsqu'on passe d'une valeur Z_L/Z_H à la valeur $(Z_L + 1)/(Z_H - 1)$, on observe une augmentation de l'ordre de 1 MeV.

Pour voir l'influence de cet effet dans nos données, nous avons fait l'hypothèse qu'à très haute énergie cinétique, un rapport de charges unique

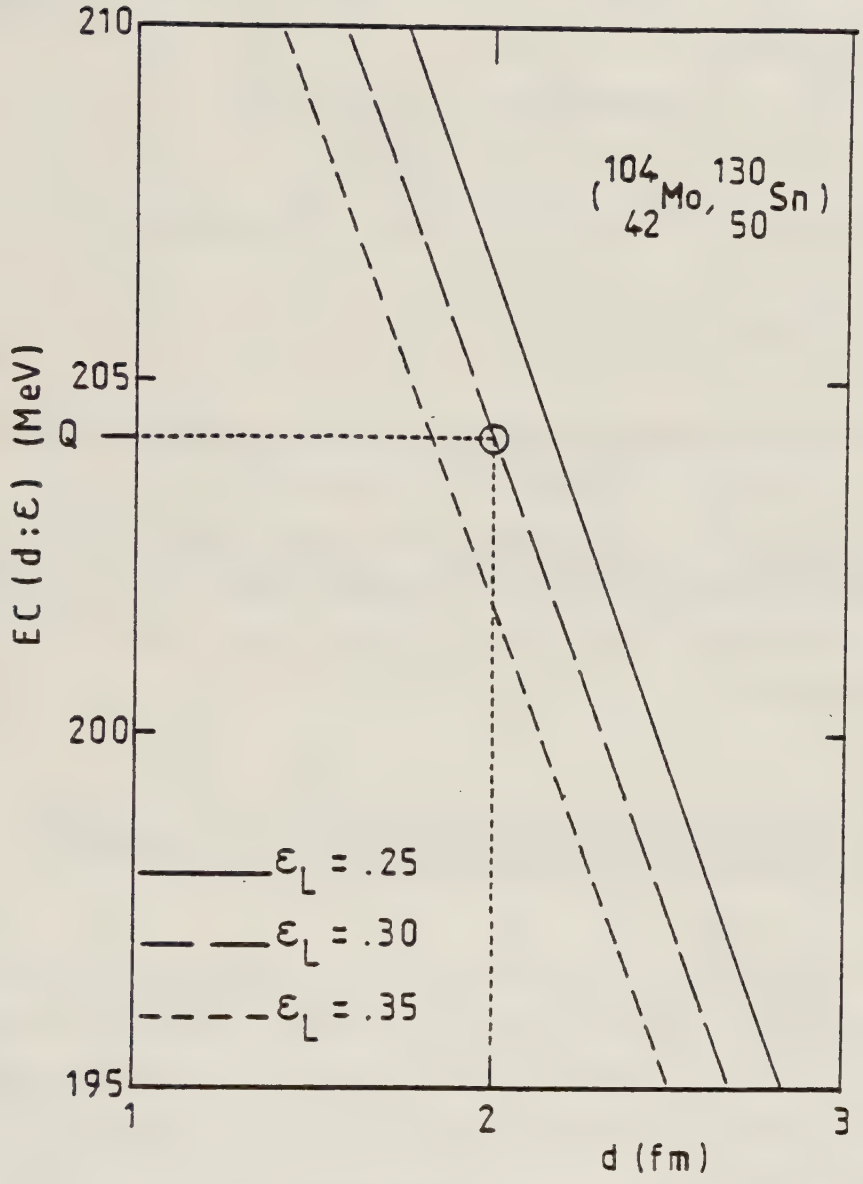


Fig. IV.7

Energie coulombienne mutuelle en fonction de la distance d entre les surfaces et pour 3 déformations ellipsoïdales du fragment léger.

est privilégié pour chaque rapport de masses : c'est celui qui rend maximum le Q de réaction. Nous avons ainsi établi la courbe $Z_L(A_L)$ pour le cas de ^{236}U : comme le montre la figure IV. 8a c'est évidemment une courbe en paliers. Pour montrer l'importance de ces changements de rapports de charges sur l'énergie coulombienne mutuelle, nous avons fait un simple calcul pour deux fragments sphériques séparés par une distance d de 2 fermis. La fonction $EC(A_L : Z_L)$ diminue très légèrement lorsque A_L augmente ; cela est dû au fait que :

$$\frac{d\,EC}{d\,N_L} = -\,1{,}249\,\left(\frac{1}{M_L^{2/3}} - \frac{1}{M_H^{2/3}}\right)\,\frac{EC}{D}$$

typiquement dans le cas $A_L = 100$ et $A_H = 136$:

$$\frac{d\,EC}{d\,N_L} \cong -\,0{,}1 \text{ MeV}$$

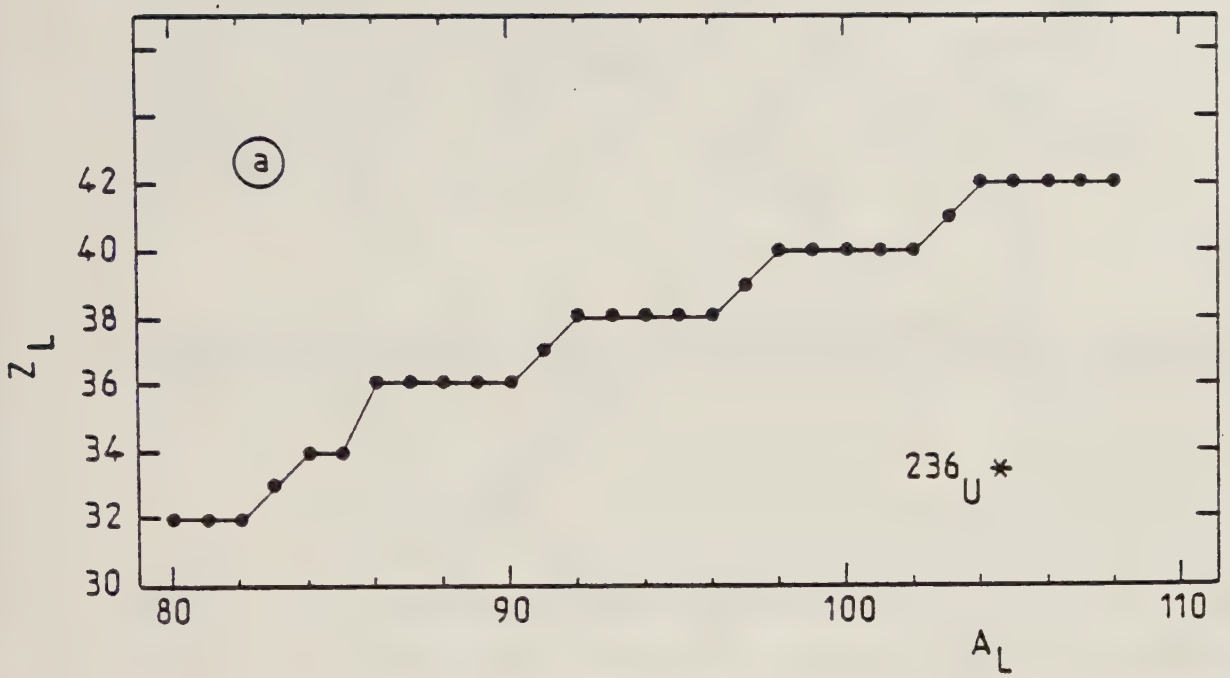
Nous présentons les résultats de ce calcul approché sur la figure IV.8b , où l'écart *par rapport à la courbe lissée* passant par les points est porté en fonction de A_L : la courbe montre des structures périodiques de 6 u.m.a : les pics à $A_L = 90$ et $A_L = 101$ correspondent bien avec une exhaltation du rendement expérimental autour de ces deux valeurs comme on peut l'observer sur la figure III.7.

c) Calcul des configurations de scission les plus compactes

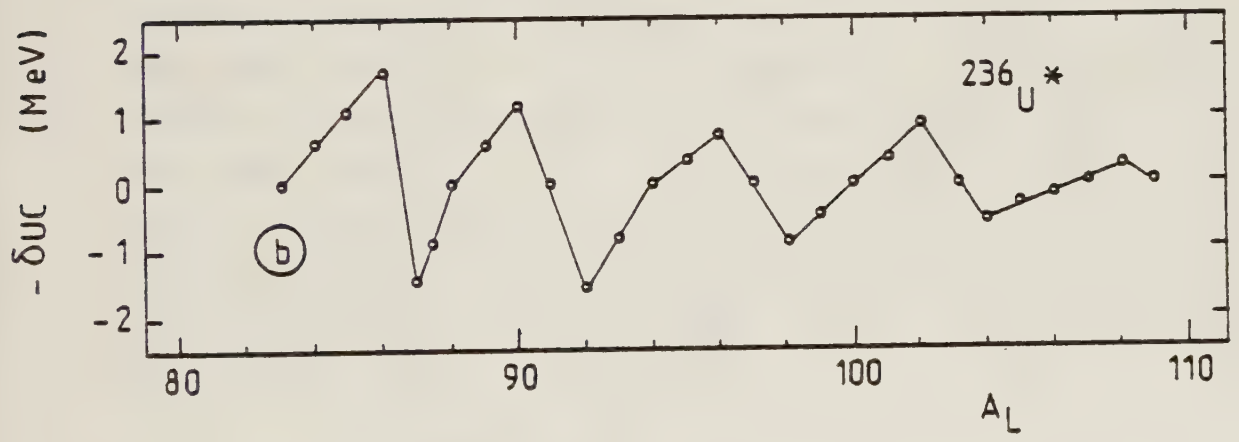
Pour chaque fragmentation (A_L, Z_L, A_H, Z_H) des systèmes ^{234}U et ^{236}U, nous avons calculé la surface d'énergie potentielle totale $EP = EC + ED_L + ED_H$ en fonction des paramètres de déformation ε_L et ε_H et identifié sur cette surface le couple $(\varepsilon_L, \varepsilon_H)$ qui rendent $EC = Q(A_L, Z_L, A_H, Z_H)$ c'est-à-dire maximum.

Dans la figure IV.9a,nous donnons l'exemple du couple de fragments $(^{104}_{42}Mo, ^{130}_{50}Sn)$ de la fission de ^{234}U : EXMAX = 204 MeV pour $\varepsilon_L = 0{,}3$ et $\varepsilon_H = 0$. Dans la figure IV.9b,nous donnons l'exemple du couple de fragments $(^{96}_{36}Kr, ^{138}_{54}Xe)$; l'énergie cinétique maximale TKE est de 196.5 MeV : elle ne peut être obtenue par deux fragments dans leur déformation du fondamental, l'énergie de déformation totale est de 3 MeV, donc *au moins un des fragments dépense de l'énergie* pour constituer la configuration de scision la plus compact

Fig. IV. 8



a) Variations de la charge du fragment léger en fonction de masse sous l'hypothèse que le couple (A_L, Z_L) rend maximum le Q de réaction.



b) Ecart δU_c par rapport à la courbe lissée de l'énergie coulombienne mutuelle U_c entre deux fragments sphériques séparés par une distance d de 2 fermis.

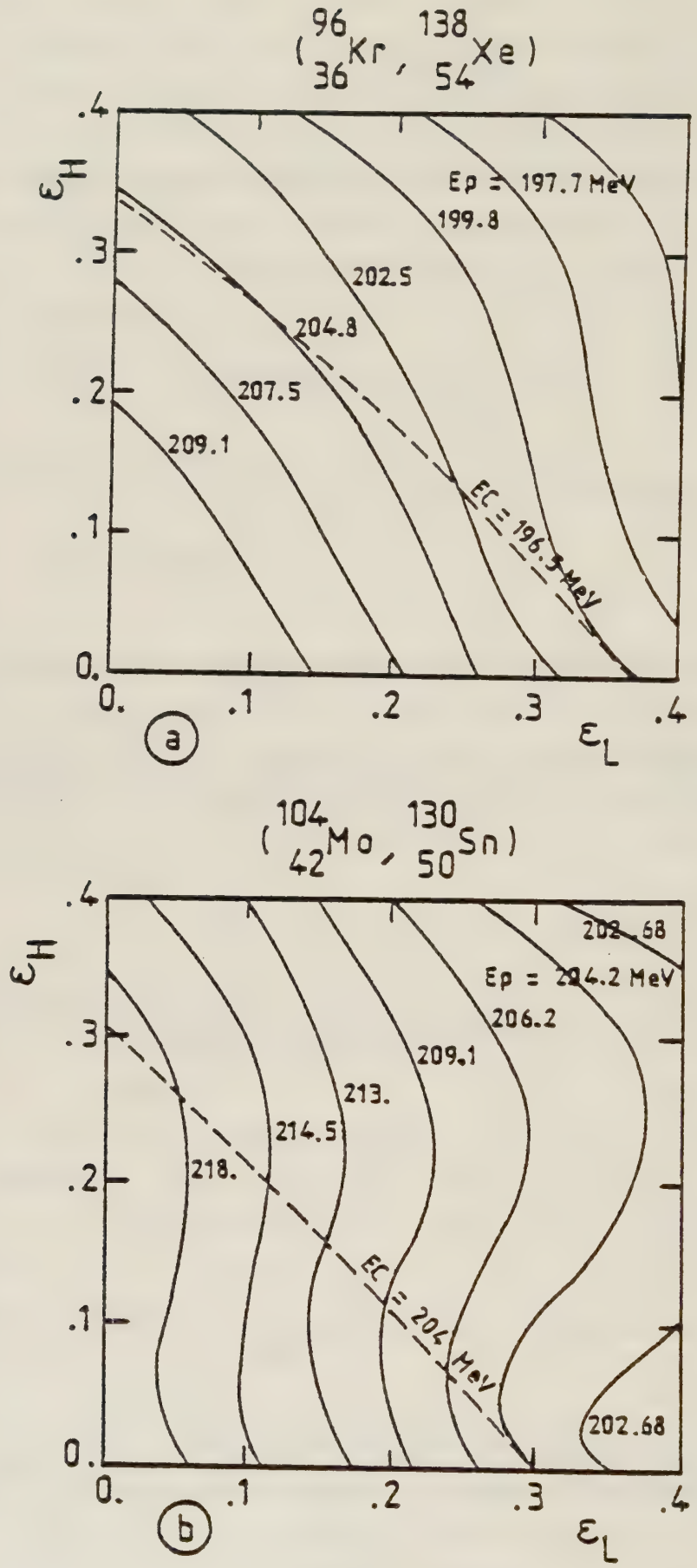


Fig. IV.9

Surfaces d'énergie potentielle pour une configuration de scission de deux fragments déformés ellipsoïdaux (ε_L et ε_H). La distance d est de 2 fermis.

D'une façon générale, ces calculs montrent que la configuration de scission la plus compacte, pour un couple de fragments donné, comporte toujours au moins un des fragments dans un état de déformation prolate. Si cette nécessaire déformation ne coûte pas d'énergie (effet de couches qui donne une forme prolate à certaines zones de noyaux dans leur état fondamental), l'énergie coulombienne peut atteindre la limite ultime du Q de réaction. Dans le cas contraire, qui est en fait le cas général, la valeur ECMAX s'écarte de la valeur de Q.

4. Interprétation des structures fines observées dans les distributions de masses en termes de propriétés des fragments à l'égard de la déformation

Depuis longtemps, il a été fait appel aux effets de couches pour expliquer les variations des *valeurs moyennes* de paramètres de scission (énergie cinétique des fragments, nombre de neutrons émis par fragment) en fonction des masses ou des charges des fragments. C'est R. VANDENBOSCH (18) qui, le premier, a bâti un modèle de scission de deux fragments déformés dans lequel l'énergie de déformation prenait en compte les effets de couches ; les valeurs moyennes $\overline{TKE}(A_H)$ et $\overline{\nu}(A_F)$ étaient calculées en minimisant l'énergie potentielle totale des configurations. T.D. THOMAS et coll (19) allaient plus loin avec ce modèle en montrant qu'il pouvait donner une explication aux structures fines dans le rendement des masses dans la mesure où la presque totalité de l'énergie du système se trouvait engagée dans l'énergie potentielle ainsi que le montrait leur calcul (figure IV.10) : l'énergie libre (définie comme la différence entre l'énergie totale et l'énergie potentielle) était relativement petite (5 MeV) et par conséquent, très sensible à la fois à la forme de la cuvette du potentiel donc aux effets de couches (via leur énergie de déformation) et à l'énergie totale donc aux effets d'appariement (via la valeur Q de réaction). Toutefois, à cette époque, il n'était vraiment compris que le système envahissait la totalité de l'espace de phases utilisable.

C. SIGNARBIEUX et coll (20) montraient que la largeur de la fluctuation du partage de l'énergie d'excitation totale entre les deux fragments tend vers zéro aux deux bornes TKEMAX et TKEMIN de la distribution de TKE et interprétaient ce résultat comme la preuve que les deux configurations"froides",

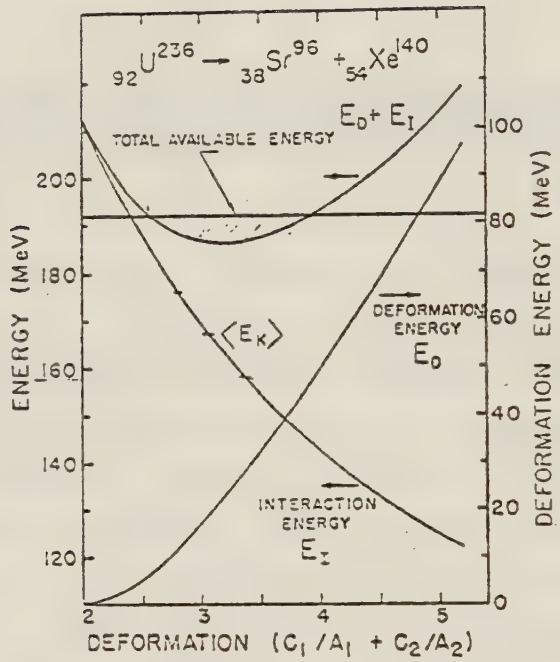


Fig. IV.10

Energie de déformation, énergie d'interaction coulombienne et énergie potentielle totale à la scission en fonction de la déformation pour une paire de fragments. (Réf. 19).

la plus compacte et la moins compacte, sont effectivement atteintes pour tous les rapports de masses : autrement dit, la totalité de l'espace des phases utilisable est envahie par le système.

Ce point de vue avait été pressenti par REISDORF et coll (21) à partir de l'observation que le rendement très élevé de la masse $A_H = 134$ dans la fission de ^{236}U ne se retrouvait pas dans la fission de ^{234}U : ces auteurs en avaient déduit que c'était les propriétés de structure des fragments légers associés $A_L = 102$ et $A_L = 100$ qui en étaient responsables. H. WOHLFARTH et coll (4) renforcaient ce point de vue en identifiant une exhaltation du rendement pour les fragments légers $^{102}_{40}Zr_{62}$ et $^{103}_{41}Nb_{62}$ dans la fission de ^{236}U et concluaient que la déformation des noyaux avec N = 62 était "d'une importance décisive à très haute énergie cinétique" et que les configurations de scission les plus compactes étaient constituées d'un fragment lourd sphérique et d'un fragment léger déformé de façon *oblate*.

Les résultats de la présente expérience apportent, dans la région des fragmentations froides, la preuve décisive de l'influence des propriétés de fragments individuels sur leur rendement ; ils montrent toutefois que la couche N = 62 fait partie d'une zone de transition plus large $60 \leq N \leq 64$ où les noyaux sont déformés d'une façon *prolate*.

Pour généraliser cette conclusion à l'ensemble des fragmentations et montrer qu'elle explique les structures fines dans la distribution des masses, nous avons calculé à l'aide de notre modèle (qui contient les effets de couches et d'appariement) les valeurs ECMAX(A_L) et les avons comparées aux valeurs expérimentales TKEMAX(A_L) pour les deux systèmes ^{234}U et ^{236}U. Les résultats sont montrés sur les figures IV.11a et IV.11b qui appellent trois observations :

a) Les valeurs calculées et les données expérimentales coïncident d'une façon satisfaisante pour ^{234}U, mais la coïncidence n'est bonne, dans le cas de ^{236}U, que dans la région froide autour de ($A_L = 104$, $A_H = 132$); la différence (ECMAX - TKEMAX) atteint jusqu'à 3 MeV pour ($A_L = 90$, $A_H = 146$). Il nous est évidemment difficile de comprendre pourquoi le modèle apparaît satisfaisant

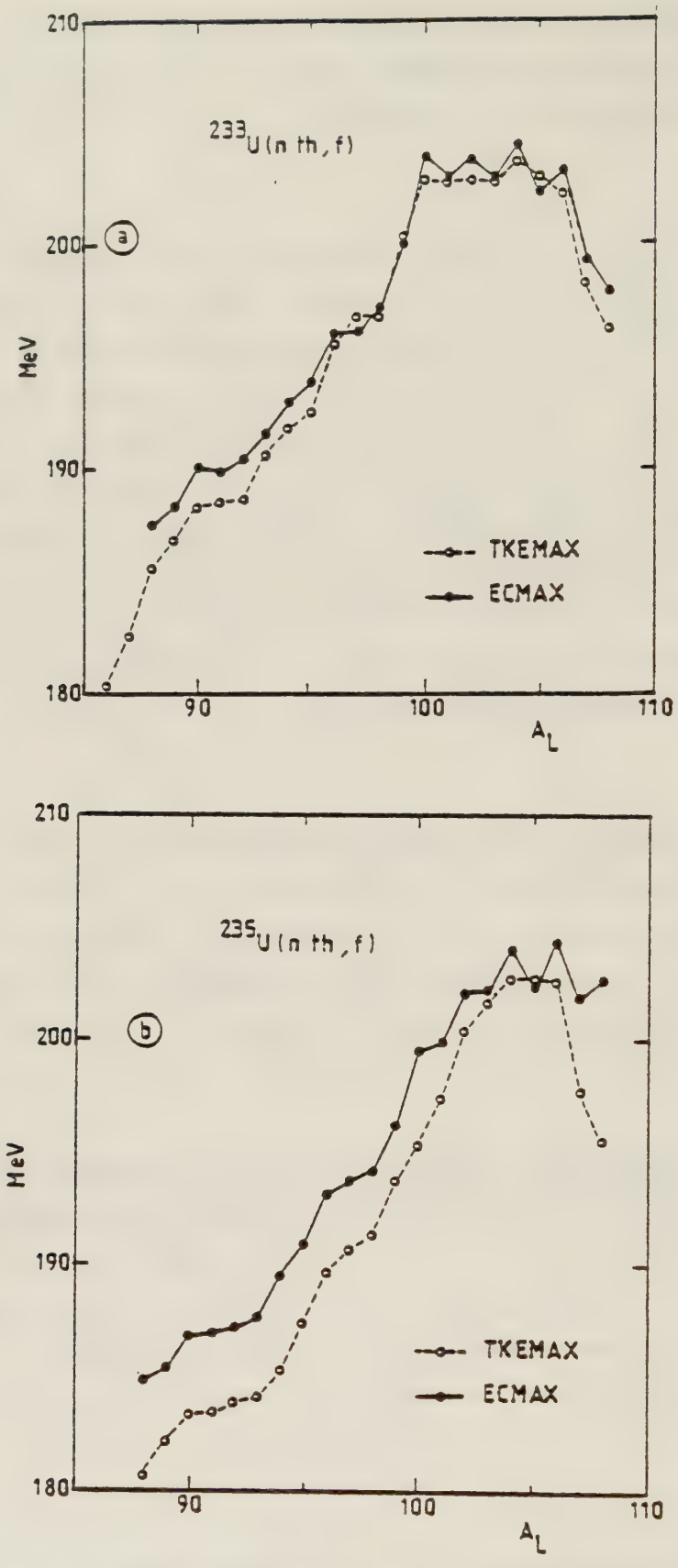


Fig. IV.11

Comparaison des valeurs expérimentales de l'énergie cinétique totale maximum TKEMAX et de l'énergie coulombienne mutuelle (calculée pour la configuration de scission "la plus compacte") en fonction de la masse du fragment léger.

dans un cas et moins dans l'autre et de suspecter le paramètre d qui reste toujours un point faible dans ce type de calcul.

b) Par contre, les ondulations de la courbe ECMAX(A_L) coïncident tout à fait bien dans le cas de ^{236}U et assez bien pour ^{234}U : il semble donc justifié de généraliser à l'ensemble des fragmentations, l'observation claire faite sur les fragmentations froides : les rendements relatifs sont gouvernés par l'espace de phases disponible à la scission, lui-même gouverné par les surfaces d'énergie potentielle où les effets de couche des fragments jouent un rôle essentiel.

c) Une troisième observation sera importante pour la suite : elle concerne le fait que les courbes ECMAX(A_L) présentent un effet pair-impair (particulièrement en évidence dans la région de masses où ECMAX varie peu) qui n'existe pas sur les courbes TKEMAX(A_L). Nous retiendrons de cette comparaison que *les propriétés de structure des fragments ne sont pas capables d'effacer l'effet pair-impair sur les valeurs TKEMAX(A_L).*

5. Interprétation de l'absence d'effet pair-impair systématique dans la distribution des masses des fragments à très haute énergie cinétique.

Le résultat le plus important obtenu dans nos expériences est la présence de fragmentations en noyaux de masse impaire en compétition avec les fragmentations en noyaux de masse paire jusqu'aux valeurs les plus élevées de l'énergie cinétique totale. *C'est un résultat sans ambiguïté* du fait de la simplicité de notre expérience et de la qualité de la séparation des masses des fragments. *C'est un résultat surprenant* dans la mesure où même l'effet pair-impair "résiduel" (celui qui apparaît sur la fluctuation des valeurs Q) n'est pas observé et dans la mesure où les distributions de charges de fragments montrent un effet pair-impair considérable(4).

La première idée à laquelle on peut penser est que le système de protons se comporte différemment du système de neutrons et que l'absence d'effet pair-impair ne concerne que les neutrons : cette hypothèse n'est pas

vérifiée dans nos données ; en effet, les charges impaires sont parfaitement identifiées là où la valeur Q correspondante est la plus grande. Ainsi, le rapport 41/51 dans les ^{234}U et ^{236}U et le rapport 43/51 dans le ^{240}Pu. Il faut donc admettre que des brisures de paires de neutrons *et* de protons ont lieu soit au cours du processus de fission entre le point selle et le point de scission, soit seulement au moment même de la scission. Dans le premier cas, on serait en présence d'un processus dissipatif, dans le second cas au contraire la superfluidité du système serait maintenue, toutefois l'espace de phases pourrait être envahi par un fort couplage du degré de liberté de la fission aux autres degrés de liberté collectifs du système (c'est l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique au point de scission de NÖREMBERG (6). Nous voyons à quel point l'interprétation de nos résultats est un problème essentiel pour comprendre la dynamique du processus de fission.

Nous allons fonder toute notre argumentation sur le point-clé suivant : les données expérimentales montrent qu'il n'y a pas d'effet pair-impair *résiduel*. Celui-ci, qui est calculé à partir des Q de réaction, devrait être de l'ordre de 2 MeV (l'énergie d'appariement).

Dans une première approche, nous avons tenté d'expliquer l'absence d'effet pair-impair résiduel uniquement avec les propriétés des fragments liées à la déformation, puisque nous avons vu leur rôle primordial dans la définition de l'espace de phases du système à la scission. Dans le sous-chapitre précédent, nous avons montré que le calcul de ECMAX(A_L) avec notre modèle de configuration froide de scission *n'effaçait pas l'effet pair-impair* (figures IV.11a et b). L'hypothèse la plus simple est que l'effacement de l'effet pair -impair sur les valeurs TKEMAX provient du fait que dans les fragmentations en deux noyaux de masse paire, une paire de nucléons est brisée dans un des deux fragments. D'une façon logique, on est amené à l'idée que le mécanisme de brisure de paires se produit au cours du processus de fission dans la "descente" du système vers la scission, autrement dit que nous avons à faire à un processus dissipatif. Mais l'ensemble de la question sera étudiée en détail au chapitre suivant.

6. Conclusion

De l'ensemble des données obtenues dans nos expériences émerge une certitude : le rendement des fragments des systèmes fissionnants étudiés,

^{234}U, ^{236}U, ^{240}Pu dépend essentiellement de la conjugaison des propriétés des deux fragments complémentaires à l'égard de la déformation ; ce point de vue n'est pas nouveau, mais il est illustré d'une façon très fine dans l'observation de fragmentations dites "froides" où la quasi-totalité de l'énergie libérée apparaît sous forme d'énergie cinétique de translation des fragments. Les structures fines observées depuis longtemps dans les distributions de masses pour les fragments de haute énergie cinétique sont liées clairement à des effets de couches des fragments eux-mêmes. L'observation de l'absence d'effet pair-impair dans le rendement des masses des fragments à très haute énergie cinétique n'a pu être interprétée dans les mêmes termes ; elle suggère que les ruptures de paires, mises en évidence dans les fragmentations de masses et de charges impaires , ont lieu au cours du processus de fission entre le point selle et la scission, dans le cadre d'un processus dynamique fortement dissipatif qui aboutirait au point de scission à un envahissement de tout l'espace de phases, les distributions des propriétés des fragments étant alors le reflet d'un équilibre statistique.

7. Références

(1) T.D. THOMAS and R. VANDENBOSCH, Phys. Rev. 133 (1964) B976.

(2) R. VANDENBOSCH, Nucl. Phys. 46 (1963) 129.

(3) V. STRUTINSKY, Nucl. Phys. A112 (1968) 1.

(4) H. WOHLFARTH, W. LANG, H.G.CLERC, H.SCRADER, K.H. SCHMITT and H. DANN, Phys. Lett. 63B, 3 (1976) 275.

(5) H. NIFENECKER, J. BLACHOT, P.P. BOCQUET, R. BRISSOT, J. CRANCON, C. HAMELIN, G. MARIOPOULOS et Ch. RISTORI, Proc. of Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Jülich, 1979 (I.A.E.A.,Vienna,80) p.35.

(6) W. NÖREMBERG, Proc. of Symp. on Physics and Chemistry of Fission Vienna 1969 (I.A.E.A., Vienna, 1969) p.51.

(7) G.T. GARVEY et coll, Rev. of Modern Physics 41, 4 (1969) part II.

(8) E. CHEIFETZ and J.B. WILHELMY, Nuclear Spectroscopy and Reactions, part C (Academic, New York, 1974).

(9) J. RAGNARSSON and S.G. NILSSON, Phys. Rev. 45 (1978) 1.

(10) V.M. STRUTINSKY, Nucl. Phys. A95 (1967) 420.

(11) N.D. MYERS and W.S. SWIATECKI, Nucl. Phys. 81 (1966)

(12) S.G. NILSSON, C.T. TSANG, P. MÖLLER and B. NILSSON, Nucl. Phys. A131 (1969) 1.

(13) P. QUENTIN and R. BABINET, Nucl. Phys. A156 (1970) 365.

(14 D.K. BES, Mat. Fys. Medd. 332 (1961).

(15) M. EPHERRE, G. AUDI, C. THIBAULT, R. KLAPISCH, G. HUBER, F. TOUCHARD et H. WOLLNIK, Phys. Rev. C 19 (1979) 1504

(16) S. COHEN and W.J. SWIATECKI, Ann. Phys. (N.Y.) 55 (1970) 395

(17) B.D. WILKINS, E.P. STEINBERG and R.R. CHASMAN, Phys. Rev. C 14, 5 (1976) 1832.

(18) R. VANDENBOSCH, Nucl. Phys. 46 (1963) 129.

(19) T.D. THOMAS, W.M. GIBSON and G.J. SAFFORD, Proc. of Symp. of Physics and Chemistry of Fission, Salsburg, 1964, (I.A.E.A., Vienna, 1965) vol I, p.467.

(20) C. SIGNARBIEUX, R. BABINET, H. NIFENECKER et J. POITOU, Proc. of Symp. of Physics and Chemistry Fission, Rochester, 1973 (I.A.E.A., Vienna,1974) vol II, p.179.

(21) W.N. REISDORF, J.P. UNIK and L.E. GLENDENIN, Nucl. Phys. A205 (1973) 258.

CHAPITRE V

DISCUSSION SUR LE PROBLEME DES BRISURES DE PAIRES DE NUCLEONS AU COURS DU PROCESSUS DE FISSION

L'évidence expérimentale de paires de *protons* brisées au cours du processus de la fission de noyaux pair-pair induite à basse énergie, a été faite depuis longtemps par la mesure de la distribution des charges des fragments qui montre, dans toute la gamme des charges, la production de fragments de Z impair. Par contre notre expérience est la première à montrer sans ambiguïté par la mesure du rendement de fragments, dont les charges et les *masses primaires* sont identifiées, que des paires de *neutrons* sont également brisées. La question se pose donc de savoir à quel moment du processus la brisure des paires a lieu. Etant donné que le système franchit le point selle dans un état superfluide, les ruptures de paires peuvent prendre naissance soit dans la descente vers la scission (processus dissipatif par excitation de quasi-particules) soit seulement au moment même de la scission dans le mécanisme soudain de la rupture de la matière nucléaire (processus superfluide).

Nous avons dit dans l'introduction qu'un certain nombre d'auteurs ont cherché à résoudre le problème à partir des effets pair-impair observés sur les distributions de charges, de masses, sur les valeurs de l'énergie cinétique moyenne en fonction de la charge, sur les variations de toutes ces quantités en fonction de l'énergie d'excitation du système fissionnant.

H. NIFENECKER et coll (1) ont développé une procédure d'évaluation du nombre de paires brisées, qui distingue les paires brisées au cours du processus et les paires brisées à la scission. L'hypothèse de base est que la probabilité pour briser une paire est indépendante de la probabilité de briser une autre paire, hypothèse qui est justifiée si le nombre total de paires brisées par événement est faible. Dans cette procédure, on définit les quantités suivantes :

- q : probabilité pour que soit brisée une paire de nucléons ;

- p : probabilité pour que les nucléons de la paire brisée se trouvent dans des fragments différents ; il est fait l'hypothèse que si la brisure de paire a lieu au cours du processus, les deux nucléons se répartiront d'une façon *non corrélée* dans les fragments , c'est-à-dire créeront autant de fragments pairs que de fragments impairs ; donc $p = \frac{1}{2}$. Au contraire si la brisure de paire a lieu au moment de la scission, les deux nucléons seront toujours dans des fragments différents ; donc dans ce cas p = 1 ;

- ε_p et ε_N : probabilités pour que la paire brisée soit respectivement une paire de protons ou une paire de neutrons ;

- Y_p et Y_i : rendements expérimentaux des partitions pairs et impairs : l'effet pair-impair δ est alors égal à $\delta = \frac{Y_p - Y_i}{Y_p + Y_i}$;

- δA, δP, δN : effet pair-impair sur les masses, les protons et les neutrons des fragments.

Avec ces notations, les auteurs ont établi les relations suivantes sous l'hypothèse qu'il y a au plus une paire brisée :

$$\delta N = 1 - 2\,pq\,\varepsilon_N$$

$$\delta P = 1 - 2\,pq\,\varepsilon_p$$

Par ailleurs, on peut aussi montrer que :

$$\delta A = 1 - 2\,pq$$

H. NIFENECKER et coll (1) ont analysé un certain nombre de résultats expérimentaux à l'aide de cette procédure d'évaluation du nombre de paires brisées au cours du processus et du nombre de paires brisées à la scission : ils concluent que, dans le cas de la fission induite par neutrons thermiques, les effets pair-impair sur le rendement des charges et sur l'énergie cinétique des fragments en fonction des charges impliquent que les paires de nucléons se brisent essentiellement à la scission.

Les mêmes auteurs (2), ayant pris connaissance des résultats expérimentaux de nos expériences concernant l'absence d'effet pair-impair dans les rendements des masses des fragments aux énergies cinétiques les plus élevées, ont analysé nos données sur la base d'un effet pair-impair

nul sur *le nombre de neutrons* ($\delta N = 0$) et d'un effet pair-impair *sur le nombre de protons* $\delta P = 0,4$ (d'après des expériences faites auprès du séparateur LOHENGRIN (3)). Ils obtiennent alors un rapport $\frac{\varepsilon_P}{\varepsilon_N} = 0,6$ remarquablement proche de la valeur $\frac{Z}{N}$ pour les deux uraniums et constatent que ce simple modèle rend bien compte du résultat trivial que la probabilité de casser des paires de neutrons est plus grande que la probabilité de casser des paires de protons. Poussant plus loin leur analyse, ils montrent que la condition $q = 1$ (proposée par SIGNARBIEUX et coll (4)) qui exprime que, pour chaque événement de fission, il y a toujours une paire brisée, aboutit à une incohérence par rapport aux données expérimentales de notre expérience si l'on suppose la valeur $p = \frac{1}{2}$ (processus dissipatif) alors qu'au contraire les valeurs $p = 1$ (ruptures de paire essentiellement à la scission) et $q = 0,8$ pourraient expliquer le résultat $\delta N = 0$

En fait, nos données expérimentales montrent que $\delta A = 0$, et non $\delta N = 0$, comme NIFENECKER l'a interprété. Dans ces conditions, l'hypothèse $q = 1$ conduit à partir de la formule précédemment citée ($\delta A = 1 - 2pq$) à la valeur $p = \frac{1}{2}$. Autrement dit à l'aide de la procédure de NIFENECKER, on est amené à conclure que même pour les événements ayant très peu d'énergie d'excitation (fragmentations froides) il y a toujours une paire brisée. Si nous nous intéressons à des événements ayant davantage d'énergie d'excitation, nous allons montrer qu'il y a une indication que, dès que l'énergie disponible est suffisante, une deuxième paire de nucléons est cassée. En effet l'hypothèse qu'il y aurait au plus une seule paire brisée conduit à la relation suivante :

$$\delta A = \delta P + \delta N - 1$$

Nous avons utilisé les données obtenues par QUADE et coll(5) avec LOHENGRIN sur la distribution des fragments identifiés en masses et en charges dans une fenêtre d'énergie cinétique du fragment léger EKL = 112 MeV dans la fission de ^{234}U, il est trouvé :

$$\delta N = 0,11$$
$$\delta P = 0,46$$

d'autre part δA est proche (sinon égal) de zéro. On constate que la relation ci-dessus n'est pas du tout respectée : nous en concluons que l'hypothèse d'une seule paire brisée n'est pas valable et qu'en fait

il y a probablement plus d'une paire brisée, autrement dit le processus de fission apparaît comme fortement dissipatif par excitation de quasi-particules.

Des prédictions théoriques ont été faites dans la littérature dans ce sens :

- MORETTO (5) a suggéré que le "gap" d'appariement Δ diminue avec l'énergie cinétique collective du système ; dans la descente du point selle à la scission, le système pourrait acquérir une vitesse suffisante pour l'annuler provoquant ainsi "une catastrophique rupture des corrélations d'appariement".

- SCHÜTTE (6,7,8) part de l'idée, que dans la transition du point selle à la scission, les niveaux d'énergie changent les uns par rapport aux autres et croisent l'énergie de Fermi provoquant préférentiellement l'excitation de paires de quasi-particules par effet Zener Landau. Les états excités résultants (encore appariés) se désexciteraient vers des états non appariés, très rapidement pendant la descente du point selle au point de scission.

Références

(1) H. NIFENECKER, J. BLACHOT, J.P. BOCQUET, R. BRISSOT, J. CRANÇON, G. HAMELIN, G. MARIOPOULOS, Ch. RISTORI, Proc. of Symp. of Physics and Chemistry of Fission, Jülich 1979 (I.A.E.A., Vienna, 1980), vol. II, p. 35.

(2) H. NIFENECKER, C. MARIOPOULOS et J.P. BOCQUET, à paraître.

(3) V. QUADE et coll., Int. Conf. on Nuclei far from stability, Helsingor (June 81).

(4) C. SIGNARBIEUX, M. MONTOYA, M. RIBRAG, C. MAZUR, C. GUET, P. PERRIN and M. MAUREL, J. Physique Lettres 42 (1981) L-437 - L 440.

(5) L. MORETTO, Physics Letters 57B, 4 (1975) 315.

(6) G. SCHÜTTE, P. MÖLLER, J.R. NIX and A. J. SWIERK, Z. Physik 297 (1980) 289.

(7) G. SCHÜTTE, Proc. of Int. Workshop on Gross Properties of Nuclei, IX, Hirscheff (1981) 81.

(8) G. SCHÜTTE, Z. Physik A 288, (1978), 161.

CHAPITRE VI

CONCLUSIONS

Au moment où ce travail a été entrepris, l'idée qui prévalait concernant la dynamique du processus de la fission des noyaux pair-pair induite à basse énergie, était que la superfluidité du système était conservée, au moins partiellement, jusqu'à la scission, autrement dit que le processus était faiblement dissipatif à l'égard de l'excitation de quasi-particules. La conclusion à laquelle nous ont conduit nos résultats expérimentaux est exactement inverse : l'énergie récupérée par le système au cours de la "descente" du point selle à la scission apparaît comme totalement dissipée en excitation de quasi-particules. Cette dissipation d'énergie s'accompagne évidemment d'une dispersion du système dans son espace de phases au point que le système peuple à la scission ses limites thermodynamiques ainsi que le prouve l'étude des configurations de scission les plus compactes. Pour celles-ci, il est en effet trouvé que la quasi-totalité de l'énergie disponible est engagée en énergie potentielle ; il est même trouvé que dans certaines régions de fragmentation , cette énergie potentielle se restreint à l'énergie coulombienne mutuelle des deux fragments (la somme des énergies de déformation des deux fragments étant quasi-nulle) : chacun des deux fragments a donc à la scission une déformation très voisine de sa forme d'équilibre - nous avons qualifié ces configurations de "*froides*".

L'étude de ces configurations de scission froides dans les trois systèmes ^{234}U, ^{236}U et ^{240}Pu, montre que le fragment lourd comporte un nombre de neutrons $N_H \leqslant 82$ alors que le fragment léger comporte un nombre de neutrons N_L tel que $60 \leqslant N_L \leqslant 64$. La connaissance des formes d'équilibre de ces noyaux (sphérique pour les fragments lourds, déformé d'une façon "prolate" pour les légers) montre que la configuration de scission la plus compacte comporte, pour chaque couple de fragments, au moins un fragment dans un état déformé prolate ; cette nécessaire

déformation s'explique bien dans la mesure où elle doit s'adapter pour que l'énergie coulombienne mutuelle n'excède pas le Q de réaction. Cette adaptation sera modulée par les propriétés des fragments à l'égard de déformation (forme à l'équilibre et déformabilité), propriétés qui sont bien connues pour être profondément influencées par les effets de couches dans la structure des noyaux. Nous avons trouvé dans ces *propriétés statiques des configurations de scission* l'explication des structures fines observées dans les distributions des masses.

L'étude des rendements relatifs des fragmentations froides a révélé un autre aspect qui contredit en quelque sorte le qualificatif de "froid" : il s'agit de l'absence d'effet pair-impair dans les distributions des masses des fragments pour les valeurs les plus élevées de l'énergie cinétique totale. L'interprétation de ce résultat capital nous a conduit à admettre que,pour ces événements où l'énergie disponible est juste suffisante pour briser une paire de nucléons, cette brisure a effectivement lieu au cours de la descente du point selle vers la scission, les deux nucléons de la paire brisée se répartissant au hasard dans le volume nucléaire si bien que les fragmentations en deux noyaux pairs et en deux noyaux impairs adjacents sont approximativement aussi probables (pourvu toutefois que les propriétés liées à la déformation ne varient pas très vite). Mais, dans ces conditions, il faut bien remarquer que les fragmentations en deux noyaux de A pair comportent une paire brisée de nucléons dans un des deux fragments. Donc, à proprement parler, il n'y a pas de fragmentations froides : la superfluidité initiale du système est complètement détruite au point de scission.

Les résultats de nos expériences ont suscité un intérêt certain auprès des physiciens qui étudient la fission au moyen du séparateur de masse LOHENGRIN installé auprès du R.H.F. de Grenoble. Un groupe, animé par P. ARMBRUSTER, a étudié récemment la région des fragmentations froides dans la fission thermique de ^{233}U. Dans une communication à la Conférence d'HELSINGØR en juin 1981, ces auteurs présentent leurs résultats à peu près de la même façon que dans ce mémoire, à savoir la variation,en fonction du rapport des masses primaires, d'une valeur de l'énergie cinétique totale TKE définie de la façon suivante :

$$Y(A_L/A_H) = \int_Q^{TKE} \frac{dY}{dE} \cdot dE = 10^{-5}$$

qu'ils comparent à la valeur de $\overline{Q}$ ($\overline{Q}$ est la moyenne des valeurs Q pour un rapport de masse donné, pondérée par les rendements des différents rapports de charges nucléaires mesurées à EKL = 112 MeV et extrapolés au domaine des énergies cinétiques plus élevées). Ils trouvent que, dans presque toutes les fragmentations, des paires de neutrons sont brisées, tandis que les paires de protons ne sont brisées que dans environ 50 % des cas et maintiennent que la superfluidité n'est que *partiellement* détruite au cours du processus. C'est en désaccord avec nos conclusions : ce désaccord provient uniquement de l'observation incontestable de l'existence d'un effet pair-impair sur la distribution des charges des fragments. La vraie question qui se pose donc est de savoir si cet effet résulte de la *dynamique du processus* ou résulte des *propriétés statiques des fragments* au moment de la scission, à savoir soit que les noyaux de charge impaire sont systématiquement plus déformables que les noyaux de charge paire, soit que les distributions de masses associées aux charges impaires sont systématiquement plus étroites que celles associées aux charges paires. Sur ces propriétés statiques de fragments, nous n'avons pas encore de réponse expérimentale, mais on doit l'obtenir en continuant les expériences que nous avons présentées dans ce mémoire : à savoir la mesure, *pour chaque couple de fragments*, de la partie haute énergie de la distribution de l'énergie cinétique totale : nous faisons la prédiction que *la pente* de la montée du rendement à partir de la valeur TKEMAX sera systématiquement plus faible pour les couples de fragments de charges impaires que pour les couples de charges paires.

A P P E N D I C E A

RAPPELS SUR LE CALCUL DES ENERGIES DE DEFORMATION DES FRAGMENTS DE FISSION

L'énergie totale d'un fragment (ou son énergie de déformation après soustraction de l'énergie de masse du fondamental) comporte deux composantes bien distinctes (1) : un terme dominant qui varie lentement en fonction de la masse ou de la déformation du noyau considéré et, se superposant à ce terme moyen, une partie fluctuante que l'on peut relier à la structure en couche des noyaux. Cependant les modèles à particules individuelles où les nucléons dans le noyau sont soumis à un potentiel phénoménologique ne donnent pas, par eux-mêmes, une description du comportement moyen de l'énergie totale tandis qu'au contraire une approche de type goutte liquide, ajustée sur ce comportement moyen (formule de Masse), ne contient pas à priori de partie fluctuante. Une méthode efficace pour concilier ces deux méthodes a été introduite par Strutinsky (2).

A-1 / Méthode de Strutinsky

Le noyau est décrit à l'aide d'un hamiltonien de particules individuelles qui donne une suite de niveaux (ε_i) pour les nucléons. L'énergie totale dans un tel modèle s'écrit simplement :

$$U = \sum_{i=1}^{A} \varepsilon_i \int_0^{\lambda} \varepsilon \, \rho(\varepsilon) \, d\varepsilon \qquad \text{A-1-1}$$

où $\rho(\varepsilon) = \sum_i \delta(\varepsilon - \varepsilon_i)$ est la densité de niveaux et λ le potentiel chimique fixé par le nombre de particules :

$$A = \int_0^{\lambda} \rho(\varepsilon) \, d\varepsilon \qquad \text{A-1-2}$$

Strutinsky a proposé de soustraire de l'énergie totale (U), la composante moyenne (en fonction de A) de façon à ne garder que les termes fluctuants dûs aux couches. Ceci peut être fait en remplaçant la densité de niveaux $\rho(\varepsilon)$ par une densité lissée, $\tilde{\rho}(\varepsilon)$; un lissage gaussien est le plus souvent utilisé. On aura alors de façon analogue aux équations ci-dessus :

$$\tilde{U} = \int_0^{\lambda} \varepsilon\, \tilde{\rho}(\varepsilon)\, d\varepsilon \quad \text{avec} \quad A = \int_0^{\lambda} \tilde{\rho}(\varepsilon)\, d\varepsilon \qquad \text{A-1-3}$$

Et ceci permet de calculer une correction de couches (termes fluctuants) par la différence :

$$\delta U = U - \tilde{U} \qquad \text{A-1-4}$$

Enfin cette correction de couches pourra être rajoutée à une formule de type goutte liquide pour obtenir l'énergie totale du système. Dans ce travail, nous avons utilisé la formule de masse de Myers et Swiatecki (3). En fait cette formule contient déjà sous forme semi-empirique un terme de correction de couches. Cependant ce dernier terme décroît exponentiellement avec la déformation et ceci n'est pas satisfaisant. Il nous a donc paru plus raisonnable d'utiliser un terme de correction de couches qui soit directement calculé par la méthode de Strutinsky. Ceci implique bien entendu le choix d'un Hamiltonien de particules individuelles et nous avons pris l'Hamiltonien de Nilsson (4).

A-2/ L'Hamiltonien de Nilsson

Cet Hamiltonien se compose essentiellement d'un puits harmonique à symétrie axiale (caractérisé par un paramètre de déformation ε) auquel se rajoutent des termes correctifs spin-orbite et centrifuge.

$$V_{corr} = -\kappa \left[\vec{\ell}.\vec{s} + \mu(\vec{\ell}^2 - \langle \ell^2 \rangle_N) \right] \qquad \text{A-1-5}$$

En principe les paramètres libres du modèle (κ et μ dans la formule ci-dessus) sont fixés pour reproduire les données spectroscopiques expérimentales (niveaux de particules) dans la région de noyaux considérés. De tels choix de paramètres existent pour les noyaux déformés

$A \simeq 150 \sim 190$ et $A \simeq 25$ ou pour les noyaux lourds. Par contre, les données au voisinage de la masse $A \sim 100$, qui nous intéressent particulièrement sont assez imprécises. Pratiquement, nous avons utilisé les valeurs, dites modifiées (par opposition aux valeurs extrapolées linéairement à partir des noyaux lourds), proposées par Ragnarson et al (5) : soit pour les fragments légers :

$$\left.\begin{array}{l} \text{protons} : \kappa_p = 0{,}070 \quad \mu_p = 0{,}35 \\ \text{neutrons} : \kappa_n = 0{,}068 \quad \mu_n = 0{,}25 \end{array}\right\} \quad A \sim 100$$

Les valeurs pour les fragments lourds ($A \sim 140$) sont beaucoup mieux définies. Nous avons utilisé (6) :

$$\left.\begin{array}{l} \text{protons} : \kappa_p = 0{,}067 \quad \mu_p = 0{,}54 \\ \text{neutrons} : \kappa_n = 0{,}064 \quad \mu_n = 0{,}43 \end{array}\right\} \quad A \sim 140$$

Enfin la constante de l'oscillateur harmonique ($\hbar \overset{\circ}{\omega}_o$) est reliée au rayon quadratique moyen des noyaux et nous avons pris la valeur proposée par Nilsson (7) :

$$\hbar \overset{\circ}{\omega}_o = 41 \; A^{-1/3}$$

En plus de la correction de couches que nous pouvons obtenir à partir de la prescription de Strutinsky appliquée à cet hamiltonien de particules, il est aussi important de tenir compte des corrélations d'appariement dans les noyaux. A cet effet, nous avons utilisé la méthode de BCS (9) que nous décrivons succinctement ci-dessous.

A-3/ Correction d'appariement, méthode de BCS

Les corrélations d'appariement peuvent être décrites en ajoutant à l'hamiltonien de particules individuelles un terme de pairing de la forme

$$H_p = - G \sum_i P_i^+ P_i \qquad \text{A-3-1}$$

où le champ de pairing $P^+ = a_i^+ \cdot a_{\bar{i}}^+$ (en représentation nombre d'occupation) crée une paire de particules dans deux orbites qui se correspondent

par renversement du temps. G est une constante qui caractérise l'intensité de l'interaction de pairing (reliée à la valeur du gap, Δ dans les noyaux).

On utilise comme fonction d'onde d'essai la fonction d'onde de BCS :

$$|BCS\rangle = \{ \prod_i (u_i + v_i\, a_i^+ .\, a_{\bar{i}}^+) \} \mid 0 \rangle \qquad \text{A-3-2}$$

où $\mid 0\rangle$ est l'état du vide en représentation nombre d'occupation et v_i est la probabilité d'occupation de la paire d'états $(i, \bar{i})$; u_i et v_i sont reliés par la relation

$$u_i^2 + v_i^2 = 1 \qquad \text{A-3-3}$$

La minimisation de l'énergie totale par rapport aux paramètres ci-dessus, avec la contrainte supplémentaire que l'opérateur nombre de particules ($N = \sum_i a_i^+ . a_i$) ait une valeur moyenne fixée, conduit aux équations bien connues (8) :

$$A = \sum_i 2\, v_i^2 \qquad \text{A-3-4}$$

et $$\frac{2}{G} = \sum_i \frac{1}{E_i} \qquad \text{(équation du gap)} \qquad \text{A-3-5}$$

avec $$v_i^2 = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\varepsilon_i - \lambda}{e_i}\right)$$

$$E_i = \left[(\varepsilon_i - \lambda)^2 + \Delta^2\right]^{1/2}$$

et $$\Delta = 2\, G \sum_i u_i v_i$$

En fait les équations A-3-4 et A-3-5 sont deux équations implicites par rapport au potentiel chimique λ et au gap Δ qu'il suffit de résoudre pour chaque noyau. L'énergie totale est alors obtenue par :

$$E_p = \sum_i 2\, \varepsilon_i\, v_i^2 - \frac{\Delta^2}{G}$$

Comme pour le cas de la correction de couches, il faut soustraire de cette énergie la valeur moyenne obtenue pour une densité de niveaux uniforme. Ceci est particulièrement simple car la solution des équations A-3-4 et A-3-5 est alors analytique. De plus on obtient ainsi une prescription très simple qui relie le paramètre G de l'interaction à la valeur moyenne du gap $\tilde{\Delta}$ dans les noyaux :

$$\tilde{\Delta} = 12 \text{ MeV}/\sqrt{A}$$

Pour une densité moyenne de niveaux $\tilde{\rho}(\varepsilon)$, cette relation s'écrit :

$$\frac{2}{G} = \tilde{\rho} \log \left(\frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \tilde{\Delta}^2}}{\tilde{\Delta}} \right)$$

avec $\alpha = N_p / 2\tilde{\rho}$

où N_p est le nombre de paires d'orbitales considérées dans le calcul. On a choisi pour cette dernière quantité la valeur proposée par Nilsson (10) , soit :

$$N_p = \frac{1}{2}\sqrt{15\ A}$$

Références Appendice A

(1) M. BRACK, Jens DAMGAAD, A.S. JENSEN, H.C. PAULI, V.M. STRUTINSKY, C.Y. WONG, Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 320 - 405.

(2) V.M. STRUTINSKY, Nucl. Phys. A 95 (1967) 420.

(3) W.D. MYERS et W.S. SWIATECKY, Nucl. Phys. 81 (1966) 1.

(4) P. QUENTIN et R. BABINET, Nucl. Phys. A 159 (1970) 365-384 et références incluses.

(5) I. RAGNARSSON et S.G. NILSSON, Proc. Colloq. Trans. Nuclei, Orsay, 1971 (IPN-ORSAY) p. 112.

(6) I. RAGNARSSON, Int. Conf. on Prop. of Nuclei far from the region of β-stability, Leysin, 1970 (CER-70-30, Geneva, 1970) p. 847.

(7) S.G. NILSSON, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 29 n° 16 (1955).

(8) S.G. NILSSON et O. PRIOR, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 32 n° 16 (1961).

(9) S.T. BELYAEV, Mat. Fys. Medd. Vid. Selsk, 31, n° 1 (1959).

(10) S.G. NILSSON, C.T. TSANG, A. SOBICZEWSKI, Z. SZYMANSKI, S. WYCECH, C. GUSTAFSON, I. LAMM, P. MÖLLER, B. NILSSON, Nucl. Phys. A 131 (1969) 1 - 66.

A P P E N D I C E B

INFLUENCE DES CORRECTIONS DE COUCHE ET D'APPARIEMENT SUR L'ENERGIE DE DEFORMATION : RESULTATS POUR DES FRAGMENTS TYPIQUES.

Dans le chapitre III nous avons présenté nos résultats expérimentaux sur les rendements de masse pour les trois systèmes fissionnants $^{234}U^*$, $^{236}U^*$ et $^{240}Pu^*$. Pour des valeurs élevées de l'énergie cinétique des fragments légers EK_L ou de l'énergie cinétique totale EK_T (voisine de l'énergie disponible Q dans la réaction), on a observé des rendements très élevés pour la masse A_L = 102 et pour les masses voisines. De tels noyaux, dits "de transition" ($Z_L \simeq 40$ et $N_L \simeq 60$) sont déformés et mous(1-9). Leur déformation peut s'expliquer par les termes correctifs δU et δP, exprimant les effets de couche et d'appariement, à apporter à l'énergie moyenne calculée en première approximation par des modèles de type goutte liquide($\tilde{W}$) . Nous présentons ici nos calculs de corrections δU_N et δP_N (ainsi que δU_Z et δP_Z) pour les neutrons (ainsi que pour les protons) pour ces noyaux.

Les fragments lourds complémentaires sont proches du noyau doublement magique Z = 50, N = 82. Des calculs de correction de couche et d'appariement sont également donnés pour ces noyaux. Ils sont toutefois plus limités car la méthode BCS utilisée pour calculer les corrections d'appariement ne peut pas être appliquée aux faibles déformations correspondant à la stabilité.

B-1/ FRAGMENTS DE MASSE A $\simeq$ 102

B.1.1. Corrections dues aux neutrons

B.1.1.1. Corrections de couche δU_N

La figure B.1 présente, pour les noyaux de Z = 40 et N compris entre 58 et 62, l'évolution des corrections de couche de neutrons, en

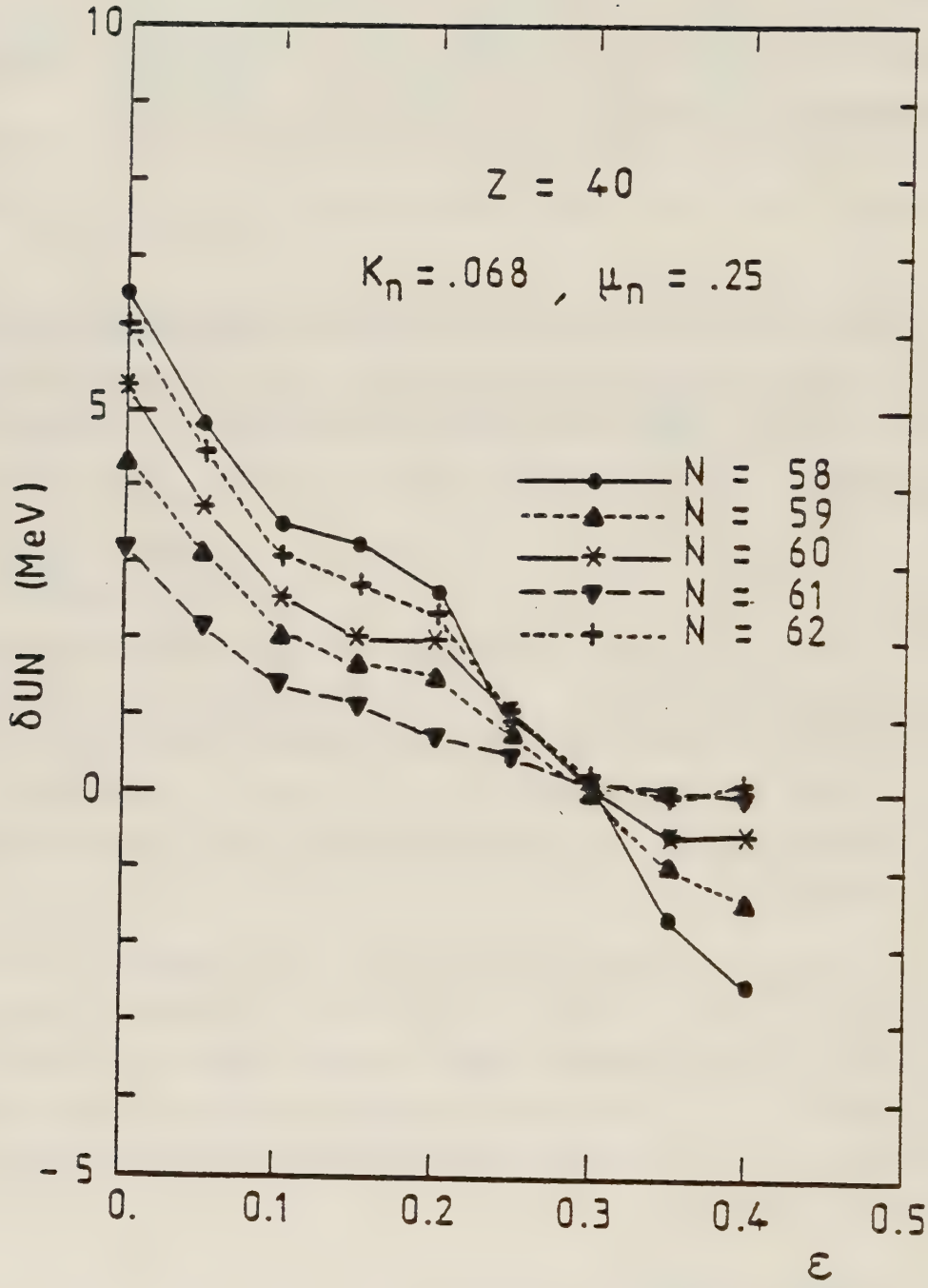

Z = 40
$K_n = .068$, $\mu_n = .25$
N = 58
N = 59
N = 60
N = 61
N = 62
δUN (MeV)
10
5
0
- 5
0.
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
ε

Fig. B.1

fonction du paramètre ε introduit par Nilsson pour décrire la déformation des noyaux à symétrie axiale (10). On voit que, d'une façon générale, les formes prolates sont favorisées. Dans l'énergie de déformation ε_D, le terme δU_N va donc avoir une influence opposée au terme $\tilde{W}$, qui conduit préférentiellement à des formes sphériques. On peut ainsi prévoir, pour les noyaux de Z = 40, une transition entre noyaux sphériques et noyaux prolates dans la région de N considérée.

B.1.1.2. Corrections d'appariement δP_N

La figure B.2 représente δP_N en fonction de ε pour $58 < N < 62$. On constate que la quantité δP_N est faible vis-à-vis de δU_N et relativement indépendante de N ainsi que de ε pour $\gtrsim 0,05$.

B.1.1.3. Effets de couche et d'appariement des neutrons sur l'énergie de déformation

La correction totale, pour les neutrons, est :

$$\delta\varepsilon_N = \delta U_N + \delta P_N \qquad \text{B-1}$$

et l'on peut noter une certaine compensation des effets de couche et d'appariement qui sont anti-corrélés ainsi que le montre la figure B.3, pour le noyau Z = 42, N = 62.

B.1.2. Corrections dues aux protons

B.1.2.1 Corrections de couche δU_Z

Les résultats des calculs sont portés sur la figure B.4 ($40 \leqslant Z \leqslant 43$ et N = 60). On remarque que :

- pour Z = 40, δU_Z présente un maximum très prononcé pour ε = 0,2 ; ce maximum s'atténue pour les valeurs plus élevées de Z ;
- à $\varepsilon \simeq 0,3$, δU_Z , à N donné, est à peu près indépendant de Z ;
- de façon générale, δU_Z est petit par rapport à δU_N.

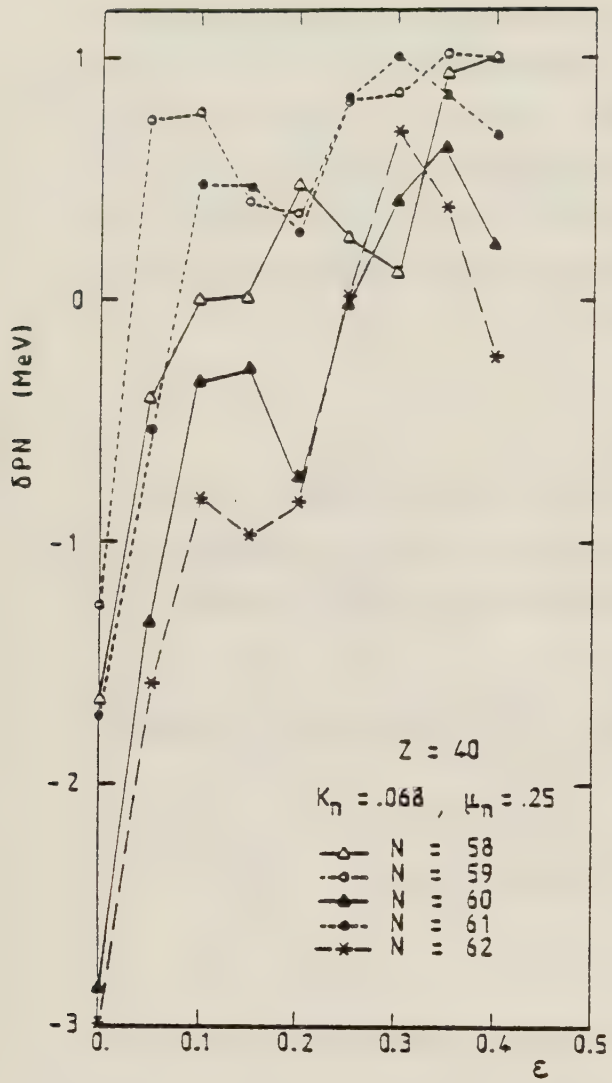


Fig. B.2

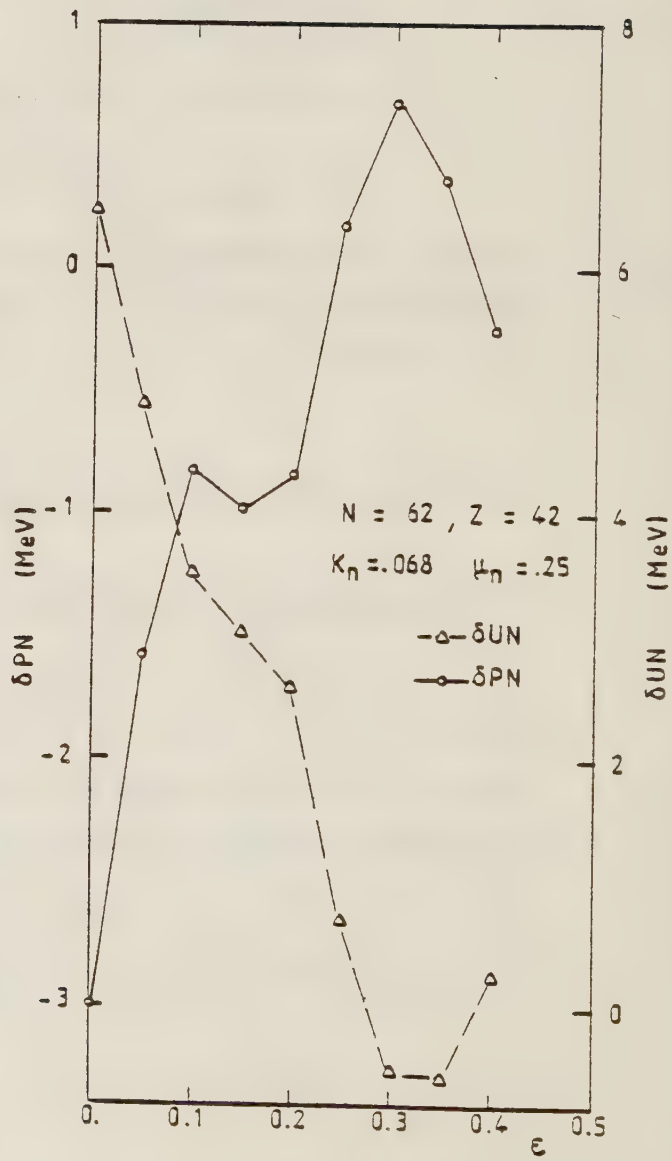


Fig. B.3

Fig. B.3

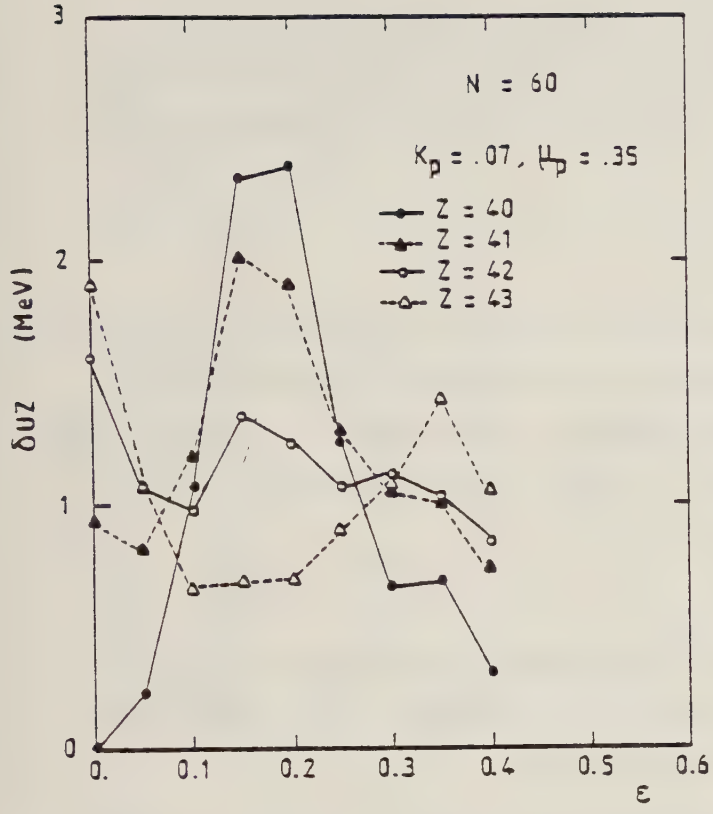

N = 60
K_p = .07, μ_p = .35
Z = 40
Z = 41
Z = 42
Z = 43
δUZ (MeV)
ε

Fig. B.4

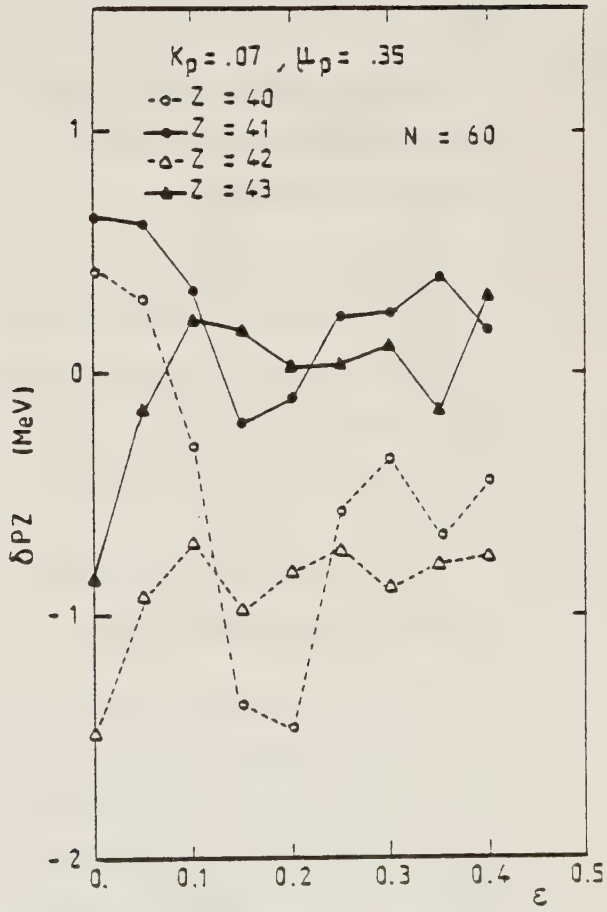

K_p = .07 , μ_p = .35
Z = 40
Z = 41
Z = 42
Z = 43
N = 60
δPZ (MeV)
ε

Fig. B.5

B.1.2.2. Corrections d'appariement δP_Z

Les quantités δP_Z sont portées sur la figure B.5 ($40 \leqslant Z \leqslant 43$ et $N = 60$) pour des valeurs des constantes de Nilsson identiques à celles utilisées pour les calculs de correction de couche δU_Z présentés sur la figure B.4.

B.1.3. Energie de déformation

Le calcul des énergies totales des noyaux est toujours délicat car le terme prépondérant est le terme de masse, entaché d'imprécisions. Pour éviter cette difficulté, les énergies de déformation $\varepsilon_D(Z,N,D)$ ont été calculées par différence avec la goutte liquide sphérique soit :

$$\varepsilon_D\ (Z,\ N,\ D) = \tilde{W}\ (Z,\ N,\ D) - \tilde{W}_S(Z,\ N) + \delta U_N + \delta U_Z + \delta P_N + \delta P_Z \qquad B\text{-}2$$

où $\tilde{W}$ (Z, N, D) et $\tilde{W}_S$ (Z, N) sont respectivement les énergies du noyau (Z, N) de déformation D et du noyau (Z, N) sphérique, calculées à partir de la formule de masse de Myers et Swiatecki.

ε_D est représentative du comportement microscopique des nucléons dans le noyau. Les figures B.6 et B.7 présentent la variation de ε_D en fonction de ε pour les isotopes 106, 107 et 108 du Mo et du Tc respectivement ; les valeurs des constantes de Nilsson introduites dans les calculs sont notées sur ces figures. Ces données apportent les informations suivantes :

- la valeur minimale de ε_D, correspondant à l'état fondamental, est obtenue pour ε compris entre 0,25 et 0,30 ;

- la diminution d'énergie vis-à-vis de la forme sphérique est de l'ordre de 2 MeV ;

- l'effet pair-impair $\Delta_{o,e}\ \varepsilon\ (Z,\ N,\ D)$ à Z donné, varie avec ε.

Il décroît de 1,3 MeV à 0,8 MeV pour le Mo (de 1,14 MeV à 0,66 MeV pour le Tc) quand ε croît de 0 à 0,3.

Notons que des mesures absolues de masses ont été faites récemment pour les isotopes du Ru (9). L'effet pair-impair sur les neutrons est de l'ordre de 0,6 MeV pour les isotopes riches en neutrons et de l'ordre de 1,1 MeV pour les isotopes pauvres en neutrons. Cette discontinuité, qui n'est pas observée dans les calculs utilisant les tables de masse, montre l'intérêt d'une étude attentive des noyaux de transition.

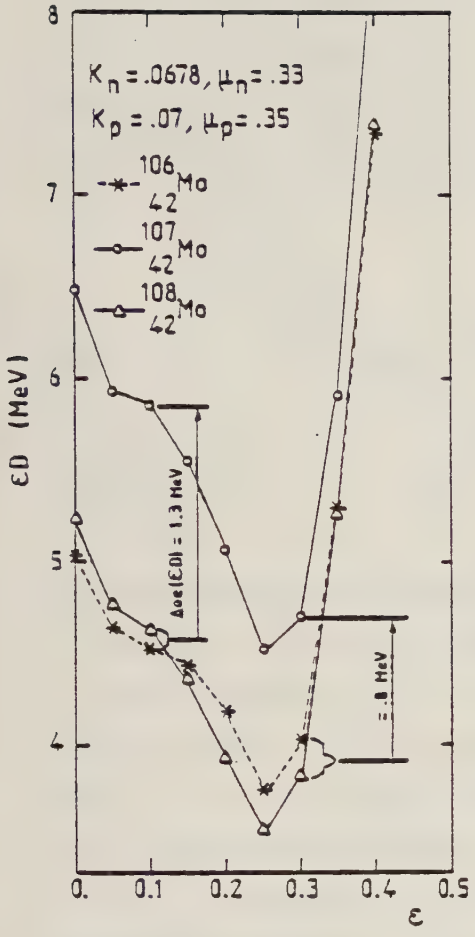

$K_n = .0678, \mu_n = .33$
$K_p = .07, \mu_p = .35$
$^{106}_{42}Mo$
$^{107}_{42}Mo$
$^{108}_{42}Mo$
εD (MeV)
ε
Δ₀₀(E0) = 1.3 MeV
= .8 MeV
8
7
6
5
4
0.
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5

Fig. B.6

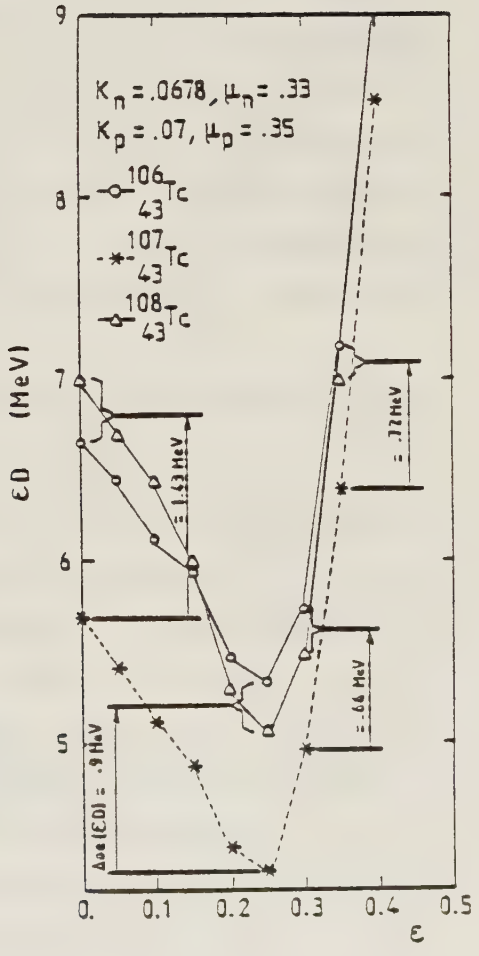

$K_n = .0678, \mu_n = .33$
$K_p = .07, \mu_p = .35$
$^{106}_{43}Tc$
$^{107}_{43}Tc$
$^{108}_{43}Tc$
εD (MeV)
ε
= 1.13 MeV
= .72 MeV
= .64 MeV
Δ₀₀(E0) = .9 MeV
9
8
7
6
5
0.
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5

Fig. B.7

B.1.4. Valeurs du gap d'appariement

La figure B.8 donne les valeurs du gap d'appariement, Δ_n, pour les neutrons en fonction de la déformation ε pour les noyaux de Z = 42 et de N compris entre 60 et 64. Ces valeurs sont minimales pour l'état fondamental ($\varepsilon \simeq 0,3$) ; le gap est alors systématiquement plus faible d'environ 0,4 MeV pour les noyaux à nombre impair de neutrons.

B.2/ FRAGMENTS DE MASSE A ≃ 132

B.2.1. Corrections dues aux neutrons

B.2.1.1. Corrections de couche δU_N

La figure B.9 montre l'évolution des corrections de couche de neutrons, en fonction du paramètre ε de Nilsson, pour les noyaux de Z = 50 et de N compris entre 78 et 83. On voit que la stabilité est favorisée pour ε voisin de zéro. En particulier, pour le noyau $_{50}Sn_{82}$, la correction de couche croît de 12 MeV quand ε varie de 0 à 0,3. Par comparaison pour le noyau $_{42}Mo_{62}$ - fragment complémentaire pour le système $^{236}U^*$ et voisin du complémentaire pour les systèmes $^{234}U^*$ et $^{239}Pu^*$ - la correction de couche de neutrons est au contraire décroissante et égale à 7 MeV (figure B.3). C'est cette correction qui est responsable de la sphéricité et de la rigidité des fragments lourds au voisinage de $_{50}Sn_{82}$ et, au contraire, de la déformation et de la "mollesse" des fragments légers voisins de $_{42}Mo_{62}$.

B.2.1.2. Correction d'appariement δPn

La correction d'appariement due aux neutrons pour Z = 50 et N compris entre 78 et 83 est présentée sur la figure B.10. Cette correction a été calculée conformément aux indications de l'Appendice A ; c'est-à-dire que la constante de l'interaction (G) est déterminée de façon à reproduire un gap moyen ($\tilde{\Delta} = 12\ \text{MeV}/\sqrt{A}$) pour une densité uniforme ($\tilde{\rho}$) égale à la densité moyenne de niveaux au voisinage de l'énergie de Fermi. Cependant cette prescription pose des problèmes pour les couches magiques (11) (à N = 82 par exemple). Il apparaît en effet que dans ces conditions l'équation du gap [eq. A - 3 - 5.] n'est pas soluble avec les valeurs de G considérées. La seule solution des

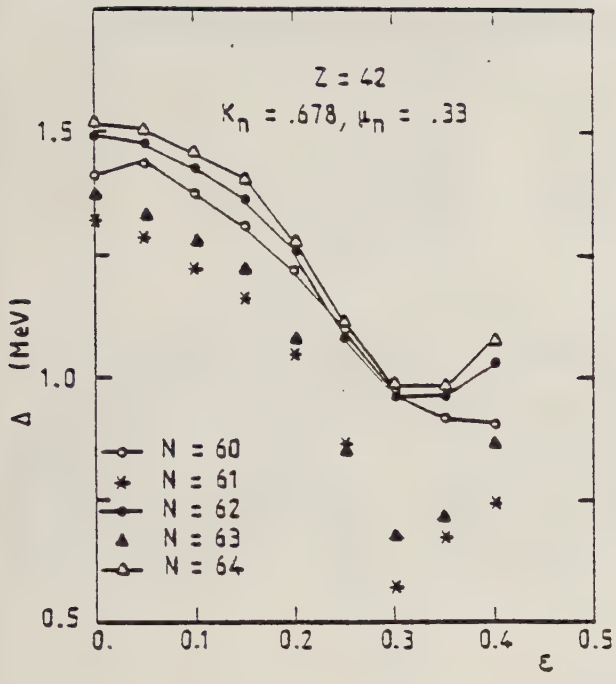

Z = 42
K_n = .678, μ_n = .33
Δ (MeV)
1.5
1.0
0.5
N = 60
N = 61
N = 62
N = 63
N = 64
0.
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
ε

Fig. B.8

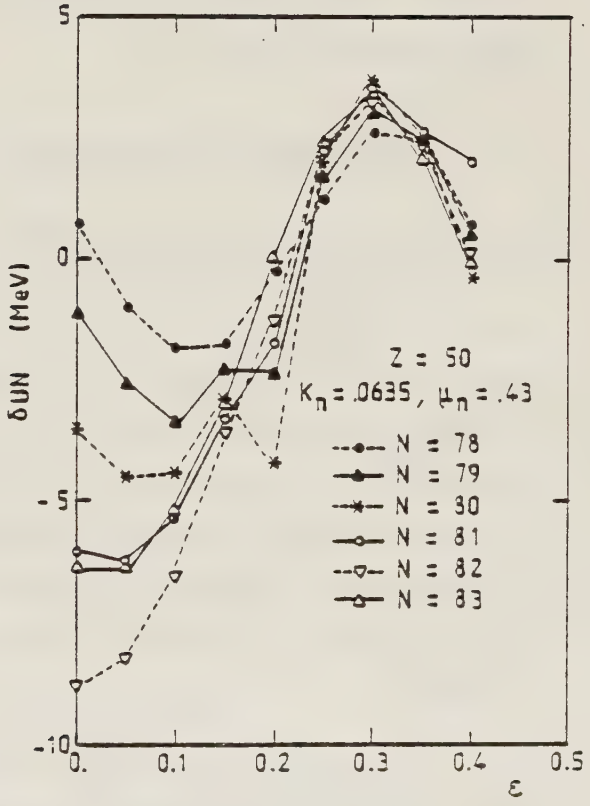

δUN (MeV)
5
0
-5
-10
Z = 50
K_n = .0635, μ_n = .43
N = 78
N = 79
N = 80
N = 81
N = 82
N = 83
0.
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
ε

Fig. B.9

équations de BCS est alors la solution triviale $\Delta = 0$ ce qui n'est clairement pas satisfaisant d'un point de vue physique. Nous avons donc éliminé de la figure B.10 les points pour lesquels cette difficulté est apparue ($N = 81 - 83$ et $\varepsilon < 0,2$).

B.2.2. Corrections dues aux protons

B.2.2.1. Corrections de couche δU_Z

Elles sont présentées sur la figure B.11 pour les noyaux de $N = 82$ et $Z = 50$, 51 et 52. On constate un comportement qualitativement similaire à celui que révèle la figure B.9 pour les effets de couche de neutrons. Ainsi les effets de couche de protons et de neutrons concourent à la sphéricité et à la rigidité des noyaux au voisinage du noyau doublement magique $_{50}Sn_{82}$.

B.2.2.2. Corrections d'appariement δP_Z

La figure B.12 donne les valeurs obtenues pour $N = 82$ et $Z = 50$, 51 et 52. Pour $Z = 50$ et $Z = 51$, la méthode BCS n'est pas applicable pour $\varepsilon < 0,15$, pour des raisons identiques à celles qui sont évoquées au paragraphe B.2.1.2.

B.2.2.3. Energie de déformation

Pour donner une idée de l'énergie de déformation (ε_D) en fonction de ε pour les noyaux ayant $A \approx 132$, nous présentons ces quantités sur la figure B.13 pour les isotopes 130, 131 et 132 du Sn. Nous n'avons pas ajouté la correction d'appariement étant donné que la méthode BCS n'est pas applicable pour ces noyaux dans la région de déformations proches de la sphéricité. Il faut toutefois remarquer que la correction d'appariement est faible en comparaison de la correction de couche. La rigidité des noyaux au voisinage de $A \simeq 132$, telle qu'elle apparaît sur la figure B.13,ne serait donc pas mise en question par un calcul plus complet.

Ainsi il apparaît que pour la configuration la plus compacte, constituée par des fragments complémentaires $A_H \simeq 132$ et $A_L \simeq 106$, les premiers seront sphériques et les deuxièmes déformés.

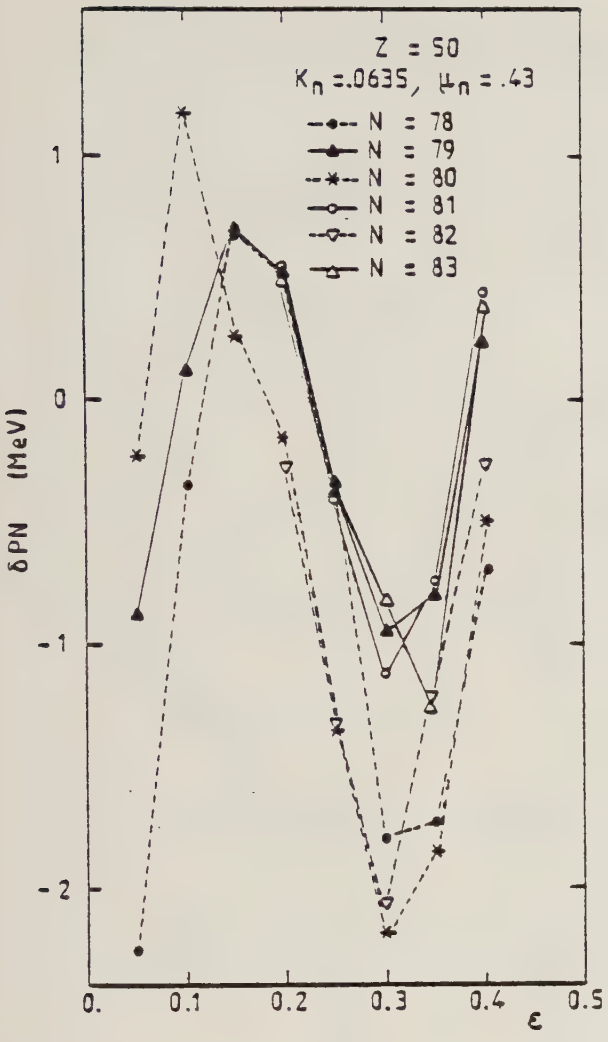


Fig. B.10

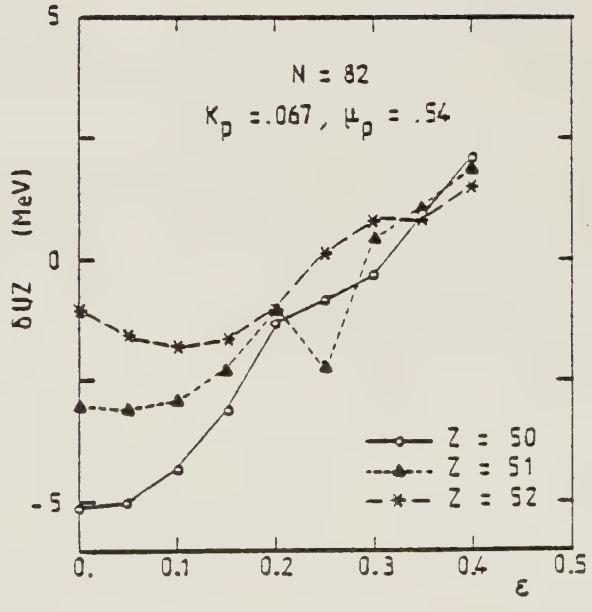


Fig. B.11

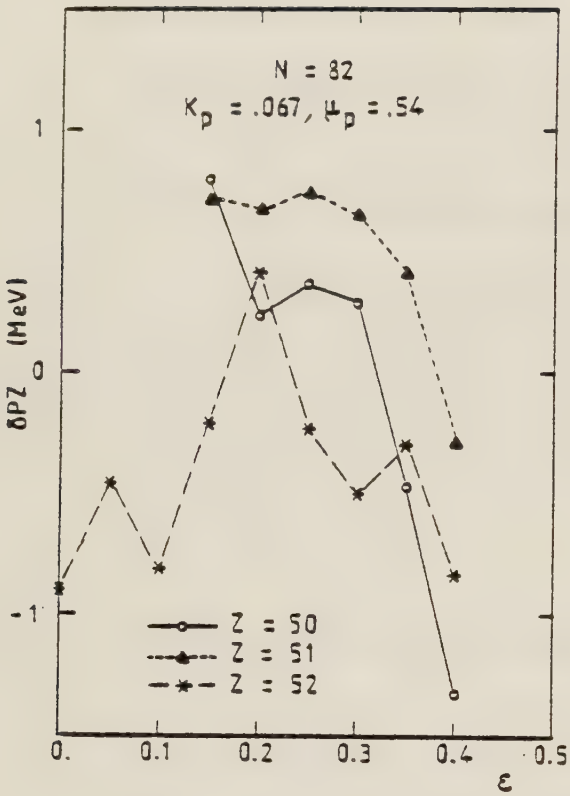


Fig. B.12

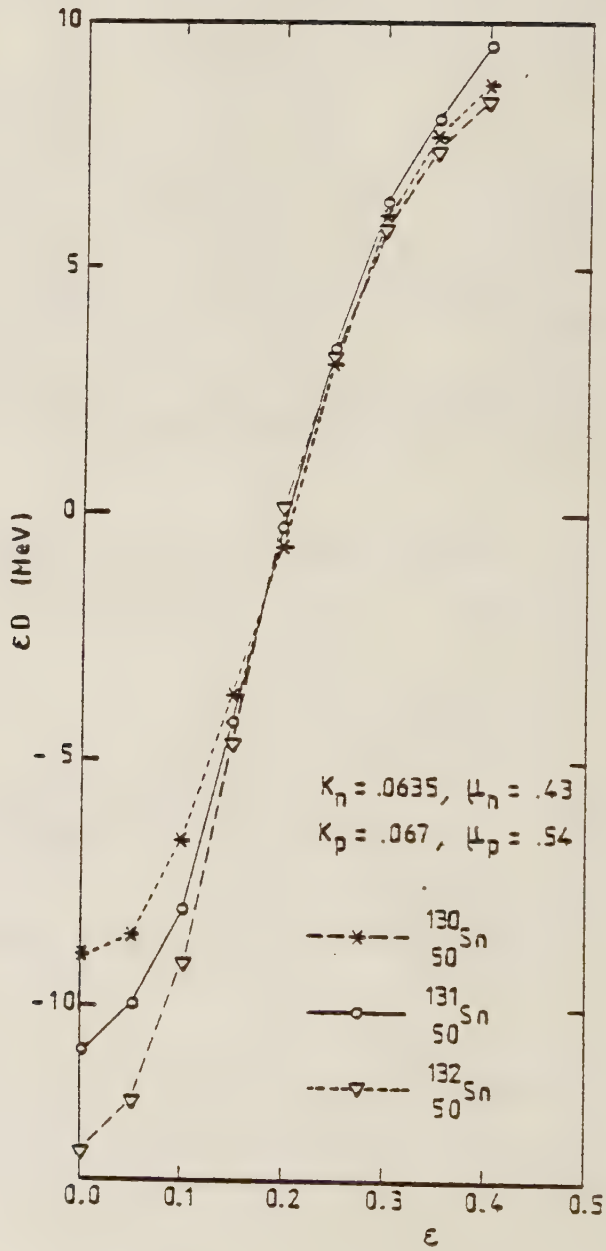


Fig. B.13

Références Appendice B :

(1) I. RAGNARSSON et S.G. NILSSON, Colloque sur les noyaux de transition, juillet 71 (IPN-Orsay) 112.

(2) H. TEKETANI, M. ADACHI, M. OGAWA, K. ASHIBE, et T. HATTORI, Phys. Letts 27 (1971) 520.

(3) R. K. SHELINE, I. RAGNARSSON et S.G. NILSSON, Phys. Letts, 41 B (1972) 115.

(4) K. KUMAR, B. REMAUD, P. AGUER, J.S. VAAGEN, A.C. RESTER, R. FOUCHER, J.H. HAMILTON, Phys. Rev. C. 16 (1977) 1235.

(5) T.A. KHAN, W.D. LAUPPE, K. SISTEMICH, H. LAWIN, G. SADLER et H.A. SELIC, Z. Physik, A 283 (1977) 105.

(6) T.A. KHAN, W.D. LAUPPE, K. SISTEMICH, H. LAWIN, et H.A. SELIC, Z. Physik, A 284 (1978) 313.

(7) P. FEDERMAN et S. PITTEL, Phys. Letts. 77 B (1978) 29.

(8) P. FEDERMAN, S. PITTEL et R. CAMPOS, Phys. Letts. 82 B (1979) 9.

(9) M. EPHERRE, G. AUDI, C. THIBAULT, R. KAPLICH, G. HUBER, F. TOUCHARD, et H. WOLLNIK, Phys. Rev. 19 C (1979) 1504.

(10) S.G. NILSSON, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. SelsK, 29, n° 16 (1955).

(11) M. RHOM et J.O. RASMUSSEN, Phys. Rev. 135 B (1964) 1295.